СОДЕРЖАНИЕ

Номер 5, 2021

Предисловие 3

Воздействие экстремальных природных событий на геофизические поля в среде обитания

В. В. Адушкин, А. А. Спивак 6

Механическая добротность в верхней части внутреннего ядра Земли по данным коды волн *PKiKP*

Д. Н. Краснощеков, В. М. Овчинников, О. А. Усольцева 17

Скоростное строение литосферы Хибинского и Ловозерского массивов (северо-восточная часть Балтийского щита) методом функции приемника

А. Г. Гоев, И. А. Санина, С. И. Орешин, Р. А. Резниченко, С. А. Тарасов, А. В. Федоров 30

Инициирование обрушения склона сейсмическими колебаниями от разных источников

Г. Г. Кочарян, А. Н. Беседина, С. Б. Кишкина, Д. В. Павлов, З. З. Шарафиев, П. А. Каменев 41

Моделирование индуцированной сейсмичности на основе двухпараметрического закона *rate-and-state*

В. Ю. Рига, С. Б. Турунтаев 55

Реакция водонасыщенных коллекторов на динамическое воздействие (по данным прецизионного мониторинга уровня подземных вод)

Э. М. Горбунова, А. Н. Беседина, Н. В. Кабыченко, И. В. Батухтин, С. М. Петухова 74

Особенности формирования динамического сдвига в тонком слое гранулированного материала

А. А. Остапчук, Г. Г. Кочарян, К. Г. Морозова, Д. В. Павлов, Г. А. Гридин 91

Динамика роста трещины гидроразрыва по данным ультразвукового просвечивания в лабораторных экспериментах

С. Б. Турунтаев, Е. В. Зенченко, П. Е. Зенченко, М. А. Тримонова, Н. А. Барышников, Е. В. Новикова 104

Микрочастицы в атмосфере от литосферных источников техногенного происхождения

В. В. Адушкин, С. П. Соловьев 120

Эффекты ударной волны, генерируемой на поверхности Земли при падении космических тел размером от 20 м до 3 км

Д. О. Глазачев, О. П. Попова, Е. Д. Подобная, Н. А. Артемьева, В. В. Шувалов, В. В. Светцов 133

Численное моделирование формы ударных кратеров с учетом аномального динамического разупрочнения

Б. А. Иванов 146

Исследования состояния и динамики ионосферы по данным синхронной регистрации радиосигналов КНЧ/ОНЧ и ВЧ/УВЧ диапазонах в геофизической обсерватории “Михнево”

И. А. Ряховский, Б. Г. Гаврилов, Ю. В. Поклад, С. З. Беккер, В. М. Ермак 155

Физические эффекты, возникающие при движении плазменных потоков в ионосфере
Б. Г. Гаврилов, Ю. В. Поклад 169

Активные эксперименты в ионосфере на высотах 140–360 км. Реанализ результатов оптических наблюдений
Ю. И. Зецер, Ю. В Поклад, R. E. Erlandson 184

Анализ методов оценки энергии источников акустико-гравитационных волн в атмосфере Земли
Ю. С. Рыбнов, А. А. Спивак, В. А. Харламов 202

Оценки воздействия на землю ударов апериодических комет
В. В. Светцов, В. В. Шувалов 210

Формализованный линеаментный анализ геологических структур Прибайкалья
Г. Н. Иванченко, Э. М. Горбунова 223

Лабораторное моделирование атмосферной турбулентности в задаче коррекции искажений волнового фронта лазерного излучения с помощью быстрой адаптивной оптической системы
А. Л. Рукосуев, В. Н. Белоусов, А. Н. Никитин, Ю. В. Шелдакова, И. В. Сиверцева, А. В. Кудряшов 235

Моделирование магнитной аномалии сложного метеоритного кратера Босумтви (Гана) с учетом ударного размагничивания и морфологических особенностей
М. Ю. Кузьмичева, Б. А. Иванов 242

Динамика выбросов мелкодисперсных частиц в открытых горнорудных карьерах
В. М. Хазинс, В. В. Шувалов, С. П. Соловьев 254

ФИЗИКА ЗЕМЛИ, 2021, № 5, с. 3–5

ПРЕДИСЛОВИЕ

DOI: 10.31857/S0002333721050203

26.03.2021 г. исполнилось 30 лет со дня образования Института динамики геосфер имени академика М.А. Садовского Российской академии наук. Этому юбилею посвящен настоящий выпуск журнала “Физика Земли”. ИДГ РАН был организован по инициативе Михаила Александровича Садовского на базе Спецсектора Института физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, который, в свою очередь, был образован в 1946 г. как подразделение Института химической физики АН СССР. Поэтому в 2021 г. исполняется 30 лет ИДГ РАН и 75 лет коллективу Института, который ведет свою историю с 30.04.1946 г., когда с целью разработки методов и аппаратуры для изучения физических процессов, сопровождающих взрыв и его действия, был организован Спецсектор, руководителем которого стал М.А. Садовский.

Участие М.А. Садовского в руководстве атомного проекта позволило ему в короткие сроки создать коллектив, состоящий из выдающихся теоретиков, экспериментаторов, прибористов и большой группы молодых специалистов. В первом в СССР испытании ядерного оружия на Семипалатинском полигоне приняли участие 11 молодых (в возрасте до 24 лет) сотрудников Спецсектора. Под руководством Г.Л. Шнирмана и П.В. Кевлишвили, возглавившего впоследствии Спецсектор, было создано не менее 80% всей аппаратуры, использованной на ядерных испытаниях СССР.

За время испытаний был получен огромный экспериментальный материал, характеризующий воздействия высокоэнергетических источников на окружающую среду. На основе результатов исследований в работах В.Н. Родионова, И.В. Немчинова, В. В. Адушкина и других сотрудников были созданы представления о сложных физических процессах, происходящих при высокоэнергетических динамических воздействиях на различные геосферы.

Эти исследования способствовали прогрессу в определении физико-механических свойств горных пород и массивов, их напряженного состояния, процессов деформирования и разрушения, происходящих под воздействием природных и техногенных факторов; они легли в основу современных исследований Института в области сейсмологии и геомеханики, подземной флюидодинамики, изучения триггерных эффектов в геосистемах, техногенной сейсмичности, решении фундаментальных задач внутреннего строения Земли и приповерхностной геофизики, изучения взаимодействия внутренних и внешних геосфер, процессов в системе атмосфера–ионосфера–магнитосфера, атмосферной оптики, исследований проблемы астероидно-кометной опасности, внедрения внеземных тел и их ударов по поверхности Земли.

Открывает юбилейный выпуск статья В.В. Адушкина, А.А. Спивака, в которой обсуждаются эффекты **сильных воздействий природного происхождения** (вулканические извержения, землетрясения, падение космических тел) на акустические поля в атмосфере, геомагнитное поле и электрические характеристики приземного слоя атмосферы.

Сейсмологическое направление работ Института представлено следующими двумя статьями. Изучению строения внутреннего ядра Земли путем анализа сейсмических волн *PKiKP*, возбужденных ядерными взрывами, посвящена статья Д.Н. Краснощекова, В.М. Овчинникова, О.А. Усольцевой. Получены оценки величины механической добротности верхней части внутреннего ядра для девяти областей отражения под Арктикой, Центральной и Юго-Восточной Азией. **Скоростная структура литосферы** Хибинского и Ловозерского массивов, расположенных в северо-восточной части Балтийского щита, рассматривается в статье А.Г. Гоева, И.А. Саниной, С.И. Орешина, Р.А. Резниченко, С.А. Тарасова, А.В. Федорова.

Следующие три статьи рассматривают вопросы **реакции недр на воздействия**. В статье Г.Г. Кочаряна, А.Н. Бесединой, С.Б. Кишкиной, Д.В. Павлова, З.З. Шарафиева, П.А. Каменева рассматриваются **условия инициирования обрушений склонов сейсмическими колебаниями**. Выполнены расчеты устойчивости склонов при различных видах воздействия – землетрясениях разных магнитуд, массовых карьерных взрывах, подземных взрывах большой мощности, установлены критические значения параметров динамических воздействий.

Вопросам численного моделирования сейсмичности, индуцированной закачкой флюида в недра, посвящена статья В.Ю. Риги, С.Б. Турунтаева. Показано, что двухпараметрический закон трения *rate-and-state* позволяет описывать особенности развития подвижек по разломам и процесса возникновения сейсмических явлений при закачке жидкости, исследован вопрос влияния различных параметров на процесс скольжения тектонического разлома, возникающего в результате закачки. **Результаты исследования режимов деформирования водонасыщенных коллекторов при динамическом воздействии** анализируются в статье Э.М. Горбуновой, А.Н. Бесединой, Н.В. Кабыченко, И.В. Батухтина, С.М. Петуховой. Установлены максимальные значения скорости смещения грунта и давления в системе "пласт–скважина", при которых прослежена смена режимов деформирования от пороупругой реакции к квазиобратимой.

Геомеханика тектонических разломов и трещин гидроразрыва рассмотрена в статьях А.А. Остапчука, Г.Г. Кочаряна, К.Г. Морозовой, Д.В. Павлова, Г.А. Гридина и С.Б. Турунтаева, Е.В. Зенченко, П.Е. Зенченко, М.А. Тримоновой, Н.А. Барышникова, Е.В. Новиковой, включающих анализ результатов лабораторных экспериментов. В первой из этих статей исследованы закономерности сдвигового деформирования модельного разлома – слоя гранулированного материала, расположенного между блоками скальной породы. Применение алгоритма машинного обучения продемонстрировало возможность определения ожидаемой величины скорости скольжения по разлому и времени генерации как быстрых, так и медленных динамических событий на основе анализа каталогов акустических импульсов. Во второй статье данные акустического просвечивания, полученные в лабораторном эксперименте, были использованы для выделения стадий возникновения, роста и заполнения жидкостью трещины гидроразрыва. Показана возможность создания вторичной трещины гидроразрыва в случае изменения ориентации главных сжимающих напряжений.

Рассмотрению **техногенных источников микрочастиц в атмосфере,** связанных с добычей полезных ископаемых открытым способом, посвящена статья В.В. Адушкина, С.П. Соловьева. Оценка выбросов микрочастиц при добыче угля в мире за период с 2010 по 2019 гг. показывает, что выбросы увеличились примерно на 12%. В.М. Хазинс, В.В. Шувалов, С.П. Соловьев с помощью трехмерных численных экспериментов исследуют **взаимодействие всплывающих газопылевых облаков, образующихся при проведении на горнорудных открытых карьерах** трех, пяти и множества линейно распределенных взрывов.

Последствия падения на Землю космических тел анализируются в статьях Д.О. Глазачева, О.П. Поповой, Е.Д. Подобной, Н.А. Артемьевой, В.В. Шувалова, В.В. Светцова; Б.А. Иванова; В.В. Светцова, В.В. Шувалова; М.Ю. Кузьмичевой, Б.А. Иванова. Разрушения на поверхности Земли, вызываемые ударной волной, являются одним из наиболее важных и опасных последствий падений астероидов и комет. Предложены аппроксимационные соотношения, которые дают возможность оценить избыточное давление, скорость ветра за ударной волной и их распределение на поверхности, если известны параметры импактора, его скорость и угол наклона траектории. Обсуждается опыт использования модели акустической флюидизации как причины временного снижения сухого трения для количественного воспроизведения формы ударных кратеров на Земле и других планетах. Получена оценка воздействия на Землю ударов апериодических комет, оценены размеры зоны поражения воздушной ударной волной, массы выброшенного вещества в атмосферу и ее загрязнение, магнитуды землетрясений, размеры областей потенциального возникновения пожаров. **Представлен пример анализа магнитной аномалии над хорошо изученным кратером Босумтви.**

Изучение **пространственно-временной динамики возмущений атмосферы, верхней и нижней ионосферы** является важной частью исследований ИДГ РАН, нашедшей свое отражение в статьях И.А. Ряховского, Б.Г. Гаврилова, Ю.В. Поклада, С.З. Беккер, В.М. Ермака; Б.Г. Гаврилова, Ю.В. Поклада; Ю.И. Зецера, Ю.В. Поклада, R.E. Erlandson. Радиофизический комплекс геофизической обсерватории ИДГ РАН "Михнево", включающий магнитометрическую, электрофизическую, радиоприемную и акустическую аппаратуру и средства ионосферного зондирования, позволяет получать данные об особенностях структуры и динамики ионосферной плазмы в среднеширотной зоне Европейской части страны. В статьях обсуждаются современные физические представления, полученные в результате анализа имеющихся экспериментальных данных, а также задачи и возможности проведения новых активных экспериментов на разных высотах ионосферы.

Разным аспектам **процессов в атмосфере** Земли посвящены статьи Ю.С. Рыбнова, А.А. Спивака, В.А. Харламова и А.Л. Рукосуева, В.Н. Белоусова, А.Н. Никитина, Ю.В. Шелдаковой, И.В. Сиверцевой, А.В. Кудряшова. В первой из статей приводится **сравнительный анализ подходов и методов**

оценки энергии источников акустико-гравитационных волн в атмосфере Земли на основе результатов их регистрации. Определены погрешности оценки энергии источников акустико-гравитационных волн при использовании известных и разработанного подходов. Во второй статье представлены **результаты моделирования атмосферной турбулентности в лабораторных условиях** и на основе вычисленного параметра Фрида для турбулентного потока полученные результаты сопоставлены с реальными условиями атмосферы Земли.

Статья Г.Н. Иванченко, Э.М. Горбуновой посвящена **выделению и исследованию активных неотектонических структур** с помощью формализованного (компьютерного) анализа линейных элементов (линеаментов) в южной части сочленения Сибирской платформы и Байкальской рифтовой зоны.

Поздравляем коллектив ИДГ им. акад. М.А. Садовского РАН с юбилеем Института, желаем дальнейших успехов в научной деятельности и новых достижений!

С.Б. Турунтаев, директор ИДГ РАН,
доктор физико-математических наук
В.В. Адушкин, академик РАН

ФИЗИКА ЗЕМЛИ, 2021, № 5, с. 6–16

УДК 550.3:550.4

ВОЗДЕЙСТВИЕ ЭКСТРЕМАЛЬНЫХ ПРИРОДНЫХ СОБЫТИЙ НА ГЕОФИЗИЧЕСКИЕ ПОЛЯ В СРЕДЕ ОБИТАНИЯ

© 2021 г. В. В. Адушкин[1], А. А. Спивак[1, *]

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

******E-mail: aaspivak100@gmail.com*

Поступила в редакцию 21.01.2021 г.
После доработки 19.03.2021 г.
Принята к публикации 01.04.2021 г.

Обсуждаются эффекты сильных воздействий природного происхождения на акустические поля в атмосфере, геомагнитное поле и электрические характеристики приземного слоя атмосферы–атмосферного тока и электрического поля. В качестве экстремальных природных событий рассматриваются вулканические извержения, землетрясения, падение космических тел на Землю. Указанные природные явления рассматриваются в качестве локальных индикаторов интенсификации межгеосферных взаимодействий в приповерхностной системе литосфера–атмосфера с активным участием ионосферы. Показано, что в этих случаях вызванные эффекты в геофизических полях наблюдаются на значительных расстояниях от очага событий и характеризуются сходными по величине амплитудами, что может свидетельствовать об особой роли ионосферы в быстрой передаче возмущений на большие расстояния. При этом в качестве основного механизма возбуждения ионосферы рассматривается воздействие акустико-гравитационных волн, генерируемых сильными природными событиями в их эпицентральной области. Сформулированы цели и задачи исследований, направленных на установление основных закономерностей и механизмов межгеосферных взаимодействий в среде обитания.

Ключевые слова: геосферы, геофизические поля, взаимодействие, среда обитания.

DOI: 10.31857/S0002333721050033

1. ВВЕДЕНИЕ

Эволюционное развитие Земли в целом со всеми ее внутренними и внешними оболочками-геосферами происходит в условиях тесного взаимодействия между ними. При наличии прямых и обратных связей – положительных и отрицательных, а также их комбинаций, интенсивность межгеосферных взаимодействий определяется в целом энергетикой и динамикой эндогенных и экзогенных процессов. При этом эволюционное развитие Земли время от времени сопровождается возникновением в одной из геосфер высокоэнергетического экстремального события вплоть до катастрофического, которое возмущает весь спектр геофизических полей. Более того, такое событие одновременно активизирует процессы межгеосферных взаимодействий, в особенности в области контактных зон между геосферами.

Наибольший интерес для исследований представляет граница между “твердой” Землей и внешними геосферами, поскольку именно на этой границе наблюдаются максимальные масso- и энергопотоки, а в ее окрестности наиболее активно проявляются процессы обмена энергией между геофизическими полями разной природы [Адушкин, Спивак, 2014].

Важность изучения геофизических процессов, протекающих вблизи земной поверхности, определяется тем, что именно эта область является средой обитания человека, здесь осуществляется его основная деятельность, сконцентрированы источники наиболее опасных для человека природных явлений, эта область играет основную роль в формировании погоды и климата. Здесь под влиянием межгеосферных взаимодействий в системе литосфера–атмосфера–ионосфера происходят процессы, связанные с формированием условий существования человека. Дополнительный интерес к изучению физического состояния приповерхностной зоны Земли связан с установлением роли экстремальных вариаций геофизических полей в указанных процессах. Не случайно исследования всех явлений, протекающих на границе литосфера–гидросфера–атмосфера, объединены в новом, интенсивно развивающемся в последние годы разделе науки “Приповерхностная геофизика” (Near-Surface Geophysics [Slater, 2006]).

Дополнительно следует отметить, что геофизические исследования в приповерхностной об-

ласти Земли существенно облегчены непосредственной доступностью объектов исследований, а также возможностью экспериментальной проверки результатов теоретических исследований. Также немаловажно, что для изучения объектов непосредственной доступности геофизиками разработан к настоящему времени широкий перечень современных методов исследований и регистрирующих комплексов.

С точки зрения локальных проявлений наиболее интенсивно взаимодействие в системе литосфера–атмосфера происходит в период экстремальных событий природного и, вообще говоря, техногенного происхождения. В данной работе в качестве экстремальных событий рассмотрены извержение вулканов, сильные землетрясения, падение космических тел и т.д., сопровождающиеся заметными вариациями естественных геофизических полей, роль которых в межгеосферных взаимодействиях является в ряде случаев определяющей. Действительно, пример вулканических извержений, которые хотя и относительно редки, свидетельствует о значительном увеличении массопереноса между литосферой и атмосферой. Потоки газообразного вещества и твердых частиц в атмосферу порой принимают глобальный характер.

Цель настоящих исследований заключается в установлении проявлений экстремальных природных явлений и процессов в геофизических полях разной природы с установлением общих закономерностей, которые их объединяют.

2. ПРОЯВЛЕНИЕ ПРИРОДНЫХ ПРОЦЕССОВ В ГЕОФИЗИЧЕСКИХ ПОЛЯХ

В качестве сильных природных явлений, оказывающих преимущественный вклад в процессы взаимодействия геосфер на границе литосфера–атмосфера, следует выделить три группы событий: 1) эндогенного происхождения – вулканы, землетрясения и потоки подземных флюидов; 2) экзогенного происхождения – солнечная активность, проявляющаяся на Земле в виде сильных магнитных бурь, гравитационное взаимодействие в системе Земля–Луна–Солнце и вхождение в атмосферу Земли крупных космических тел и 3) сильные атмосферные явления, проявляющиеся, например, в виде мощных грозовых и атмосферных фронтов с экстремальными последствиями в виде ураганов и шквалов и т.д.

Ниже будут рассмотрены некоторые из перечисленных явлений, оказывающих заметное влияние на вариации атмосферного давления, вариации магнитного поля Земли и электрических характеристик приземной атмосферы–напряженности электрического поля и величины атмосферного тока.

2.1. Мощные вулканические извержения

Воздействие мощных вулканических извержений на окружающую природную среду сопровождается возникновением в ней целого ряда геофизических эффектов. Так, в атмосфере возникают различного типа акустические волны, в гидросфере – волны цунами в случае прибрежных или подводных извержений, сейсмические колебания в твердой Земле, возмущения электрического и магнитного поля.

Наиболее интенсивные геофизические эффекты и вариации геофизических полей наблюдаются в период вулканических извержений эксплозивного типа. Одним из эффектов воздействия вулканической эксплозии на атмосферу Земли является генерация в ней волновых возмущений в виде аэродинамического шума с частотой f в диапазоне 20–1000 Гц, акустических импульсов с f = 1–10 Гц, инфразвука (частотный диапазон 0.003–1 Гц) и длиннопериодных возмущений с $f < 0.003$ Гц [Адушкин и др., 2020]. При этом особый интерес вызывает образование акустических волн, относящихся к инфразвуковому диапазону, которые распространяются на значительные расстояния, огибая в ряде случаев земной шар, иногда даже неоднократно [Адушкин, Фирсов, 2010].

В качестве примера на рис. 1 приведен инфразвуковой сигнал, вызванный эксплозией вулкана Стромболи 03.07.2019 г. (~14:45 UTC) и зарегистрированный на расстоянии ~2450 км в Геофизической обсерватории “Михнево” ИДГ РАН (MHV). Как это видно из рис. 1, сигнал, пришедший в точку наблюдения в ~17:08:29 UTC, хорошо выделяется в частотном диапазоне 0.001–1 Гц с амплитудой ~1 Па, несмотря на значительное расстояние от источника. Скорость распространения сигнала составила ~290 м/с, что соответствует скорости распространения акустического возмущения в стратосферном волноводе [Куличков и др., 2004].

При общей длительности ~2.5 мин выделяется начальный участок сигнала длительностью ~50 с, который характеризуется периодом колебаний около 20 с. Второй участок сигнала, начиная с ~17:09 UTC характеризуется меньшим периодом ~8 с. Это связано с разделением высокочастотной и низкочастотной моды акустического сигнала при распространении в волноводе. Причем скорость распространения низкочастотной моды несколько превышает скорость распространения более высокочастотной моды [Gossard, Hook, 1975].

Наряду с акустическими эффектами эксплозия вулканов вызывает возмущения геомагнитного поля и электрических характеристик приземного слоя атмосферы: вертикальных компонент напряженности электрического поля E и атмосфер-

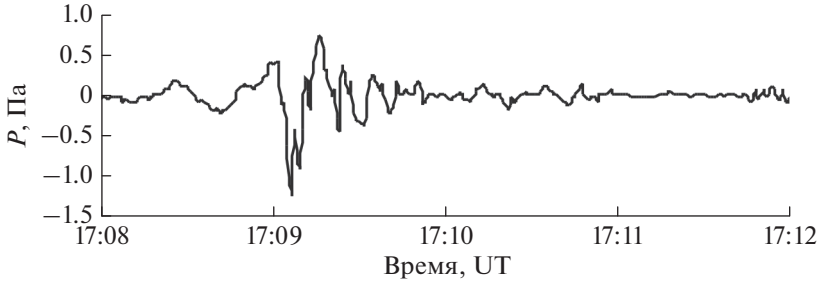


Рис. 1. Инфразвуковой сигнал, вызванный эксплозией вулкана Стромболи 03.07.2019 г. по данным MHV.

ного тока *I*. В качестве примера на рис. 2 представлены эффекты эксплозии вулкана Асо (Япония, 08.10.2016 г, ~10:30 UTC), зарегистрированные в MHV (расстояние ~7274 км) и в Центре геофизического мониторинга ИДГ РАН (ЦГМ; расстояние ~7288 км). Из рис. 2 видно, что эксплозия вулкана вызвала повышенные вариации *E* и *I*, а также горизонтальной компоненты геомагнитного поля B_H на значительном расстоянии от источника. При этом важно отметить, что указанные возмущения геомагнитного поля и электрических характеристик атмосферы зарегистрированы в период времени, достаточно близкий ко времени эксплозии.

Необходимо также отметить, что помимо возмущений, вызванных собственно эксплозией и регистрируемых на больших расстояниях в этот период, при вулканических извержениях регистрируются вариации магнитного поля и электрических характеристик атмосферы в более поздний период – период прихода акустического сигнала в пункт наблюдений. В качестве примера на рис. 3 приведены результаты регистрации электрических характеристик приземной атмосферы в период эксплозии вулкана Стромболи (Италия, 03.07.2019 г.) и в период прихода инфразвуковой волны в MHV.

Из рис. 3 следует, что характер вариаций B_H и *E*, а также их длительность (~50 мин) и амплитуда (5 и 8 нТл) практически одинаковы в период эксплозии вулкана и в период прихода инфразвукового сигнала. Что касается атмосферного тока, то вариации *I*, вызванные приходом акустического сигнала, примерно в 4 раза превышают по амплитуде вариации, зарегистрированные в период эксплозии.

2.2. Геофизические эффекты землетрясений

Наряду с традиционно рассматриваемым сейсмическим эффектом землетрясения вызывают волновые движения в приземной атмосфере, а также вариации геофизических полей [Гармаш и др., 1989; Голицын, Кляцкин, 1967; Швед и др., 2018]. При этом разделяются эффекты, сопровождающие распространение сейсмических волн, и эффекты, связанные с очаговой зоной землетрясения [Собисевич, 2020; Собисевич и др., 2020].

Акустические возмущения являются одним из важных эффектов, сопровождающих землетрясения. Издавна известны факты, свидетельствующие о необычных, как считается, инфразвуковых проявлениях, непосредственно перед сильными землетрясениями в их эпицентральной зоне, что приводит, в частности, к изменению поведения живых организмов [Мариковский, 1984]. Акустические возмущения в приземной атмосфере в эпицентральной зоне землетрясения связаны с вертикальными смещениями земной коры в период основного толчка [Шалимов и др., 2019;

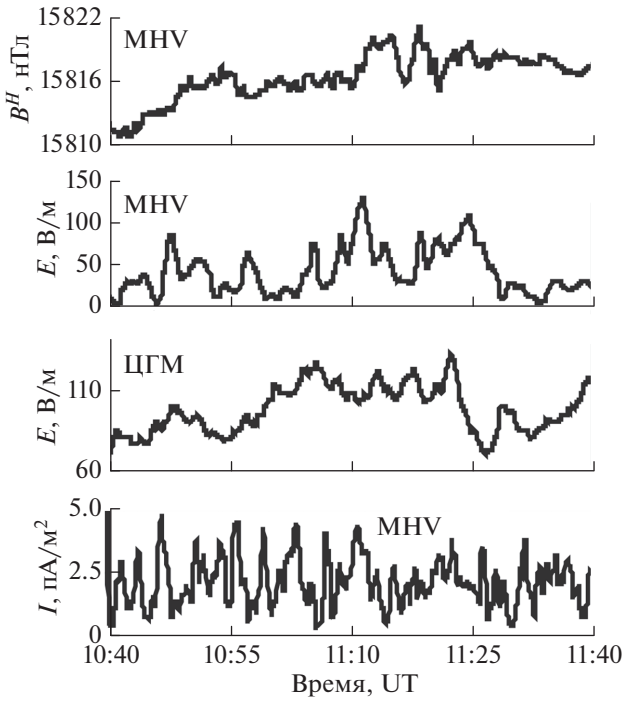


Рис. 2. Возмущение геомагнитного поля, электрического поля и атмосферного тока в период эксплозии вулкана Асо (Япония) 08.10.2016 г. по данным MHV и ЦГМ.

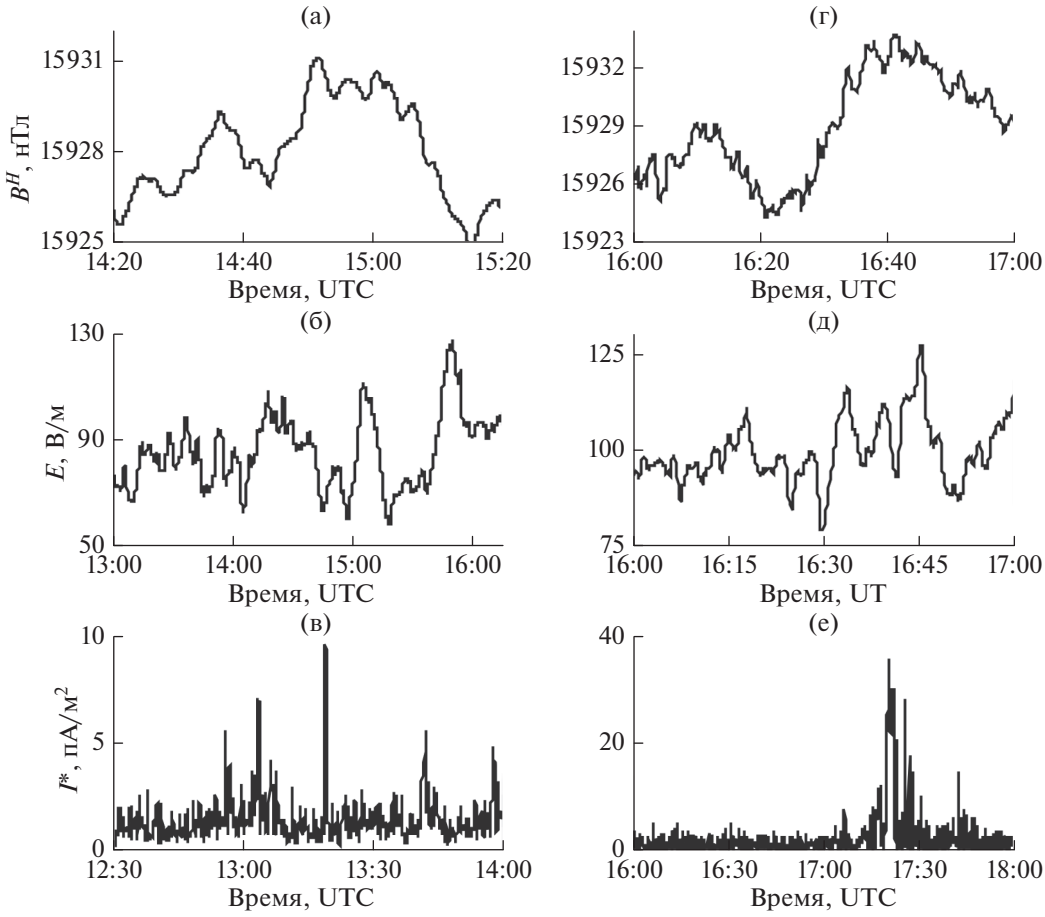


Рис. 3. Возмущение геомагнитного поля, электрического поля и атмосферного тока в период эксплозии вулкана Стромболи (а)–(в) и в период прихода инфразвуковой волны (г)–(е). Символом I^* обозначены вариации модуля вертикальной компоненты атмосферного тока.

Cook, 1971; Takahashi et al., 1994; Jones et al., 2017; Kim et al., 2004; Mutschlecner, Whitaker, 2005]. В пунктах наблюдений, расположенных на разных эпицентральных расстояниях от очага, акустические колебания в атмосфере обусловлены распространением сейсмических волн, также вызывающих вертикальные смещения земной поверхности [Голицын, Кляцкин, 1967; Гохберг, Шалимов, 2008; Bolt, 1964]. В этом случае акустический эффект в атмосфере определяется интерференционным сложением акустических сигналов (интеграл Релея), вызванных всеми источниками, а именно: некоррелированными вертикальными движениями на разных участках земной коры вблизи пункта регистрации, участвующими в сейсмическом движении, и вызванными сейсмическим сигналом колебаниями различного рода близкорасположенных объектов (зданий и сооружений). Именно с этим связано часто наблюдаемое на практике несовпадение частотных характеристик сейсмических волн и вызванных ими акустических возмущений в атмосфере. Результаты наших исследований свидетельствуют о том, что даже на значительных расстояниях от очага землетрясения, где амплитуда сейсмического сигнала достаточно мала, отчетливо регистрируются акустические колебания в атмосфере в периоды прохождения как головных, так и поверхностных сейсмических волн [Спивак, Рыбнов, 2021].

Больший интерес с точки зрения характеристики очага вызывают акустические сигналы, генерируемые в эпицентре землетрясения и распространяющиеся по атмосфере. Имеющиеся данные свидетельствуют, что эти сигналы представляют собой инфразвук и распространяются сложным образом в стратосферном волноводе [Адушкин и др., 2020]. В качестве примера на рис. 4 приведена типичная запись инфразвукового сигнала (данные MHV), вызванного эпицентральным движением при землетрясении 08.07.2019 г. (Иран, $m_b = 5.7$; время в очаге 07:00 UTC) и распространяющегося по стратосферному волноводу.

Так же, как это отмечалось выше, в сигнале, распространяющемся по волноводу, отчетливо

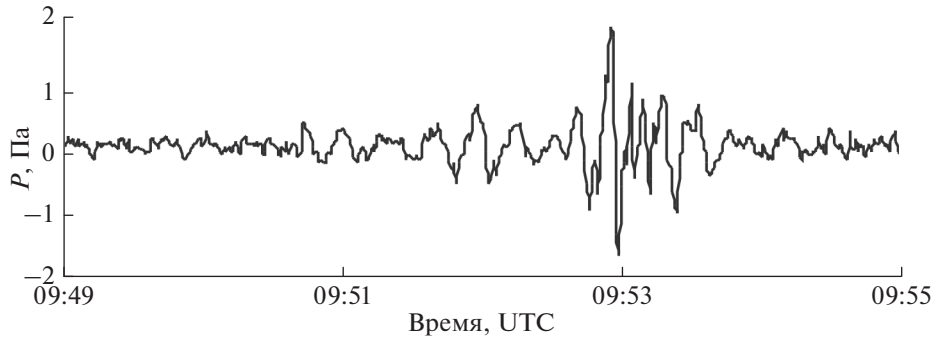


Рис. 4. Волновая форма инфразвукового сигнала, распространяющегося по стратосферному волноводу (результаты регистрации в MHV).

выделяются два участка: первый длительностью ~2 мин характеризуется периодом ~20 с и следующий за ним длительностью также ~2 мин, но с большей амплитудой и заметно меньшим характерным периодом (~7 с).

Геомагнитные возмущения, вызванные землетрясениями, в большинстве своем имеют апериодический характер и наиболее ярко проявляются в период самого события [Спивак, Рябова, 2019а]. В качестве примера на рис. 5 приведены записи геомагнитных вариаций, полученные в магнитных обсерваториях сети ИНТЕРМАГНЕТ, расположенных на разных эпицентральных расстояниях R от очага сейсмического события (табл. 1), в период землетрясения в Индонезии 15.04.2018 г. ($M = 6.0$; время в очаге ~19:30 UTC).

Из рис. 5 следует, что практически одновременно на всех обсерваториях за ~12–15 мин до основного толчка регистрируется начало аномальных вариаций наиболее чувствительной к внешним воздействиям горизонтальной компоненты геомагнитного поля B_x. Максимум вариаций приходится на период после основного толчка. При этом характер вариаций и их максимальная амплитуда примерно одинаковы, несмотря на большую разницу в расстояниях до очага (табл. 1).

Возмущение электрических характеристик приземной атмосферы. Результаты анализа данных инструментальных наблюдений свидетельствуют о том, что землетрясения, особенно сильные, сопровождаются вариациями не только электрического поля, но также атмосферного тока в приземной атмосфере, причем на значительных расстояниях от очага сейсмического события. При этом отклик электрических характеристик атмосферы наблюдается как в период основного толчка, так и в предшествующий ему период, связанный с заключительной стадией подготовки очага. В качестве примера рассмотрим вариации E и I, зарегистрированные в период разрушительного землетрясения в Албании 26.11.2019 г. ($M = 5.2$; время в очаге 02:59 UTC).

На рис. 6 приведены вариации вертикальных компонент электрического поля и атмосферного тока в период рассматриваемого события.

Из рис. 6 видно, что примерно в 02:55 UT напряженность электрического поля начинает достаточно резко возрастать и в целом возмущение E характеризуется положительной бухтообразной вариацией с максимальной амплитудой ~70 В/м и длительностью ~15 мин.

Таблица 1. Пункты геомагнитных наблюдений

Наименование	Код	Геграф. координаты, град		R, км	B_x, нТл
		Широта	Долгота		
Бельск (Польша)	BEL	51.84	20.79	~11200	~5
Борок (РФ)	BOX	58.07	38.23	~10130	~6
Иркутск (РФ)	IRT	52.27	104.45	~6810	~3
Киев (Украина)	KIV	50.72	30.3	~10530	~4
Михнево (РФ)	MHV	54.94	37.73	~10120	~5
Новосибирск (РФ)	NVS	54.85	83.23	~7690	~2
С.-Петербург (РФ)	SPG	60.54	29.72	~10710	~6
Хабаровск (РФ)	KHB	47.61	134.69	~6370	~2

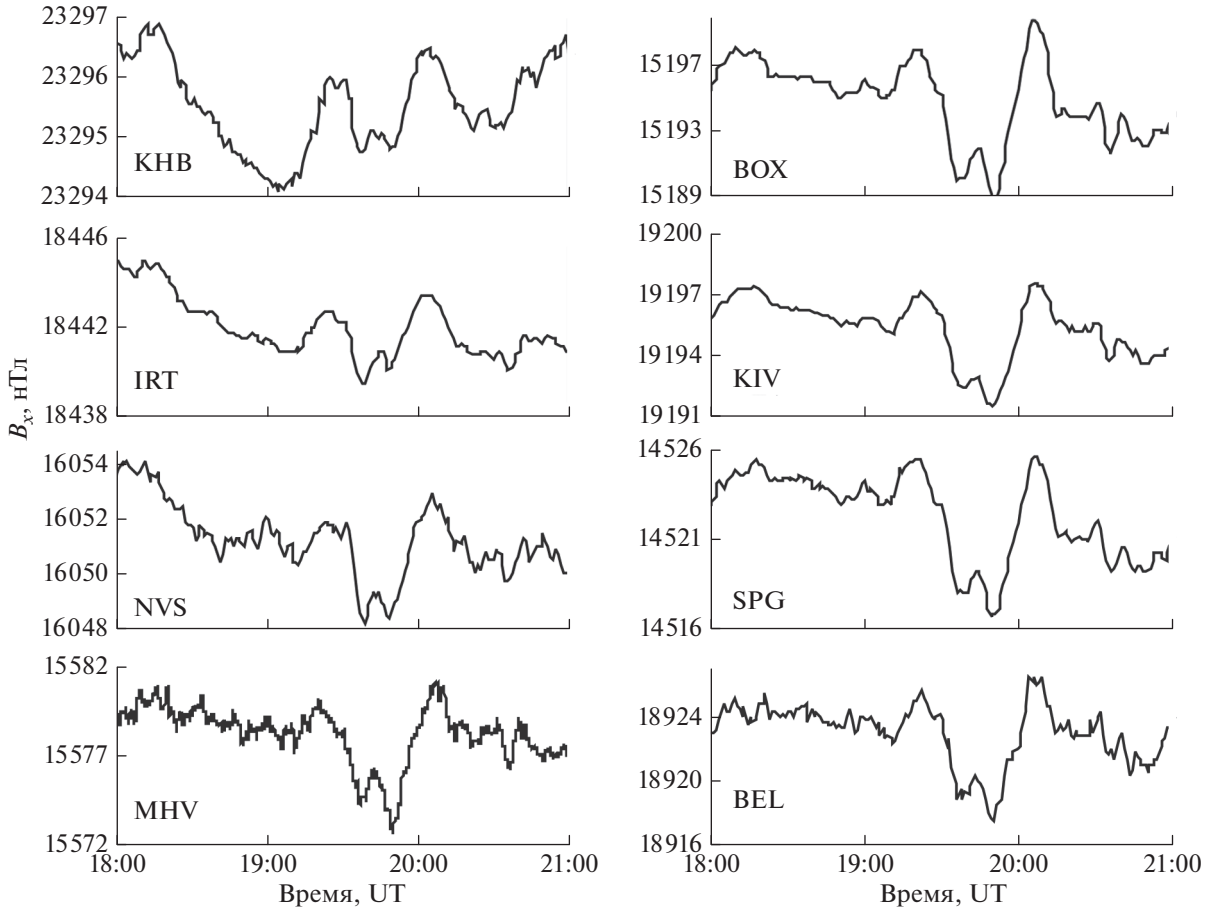


Рис. 5. Вариации горизонтальной компоненты геомагнитного поля в период землетрясения в Индонезии 15.04.2018 г. по данным сети ИНТЕРМАГНЕТ.

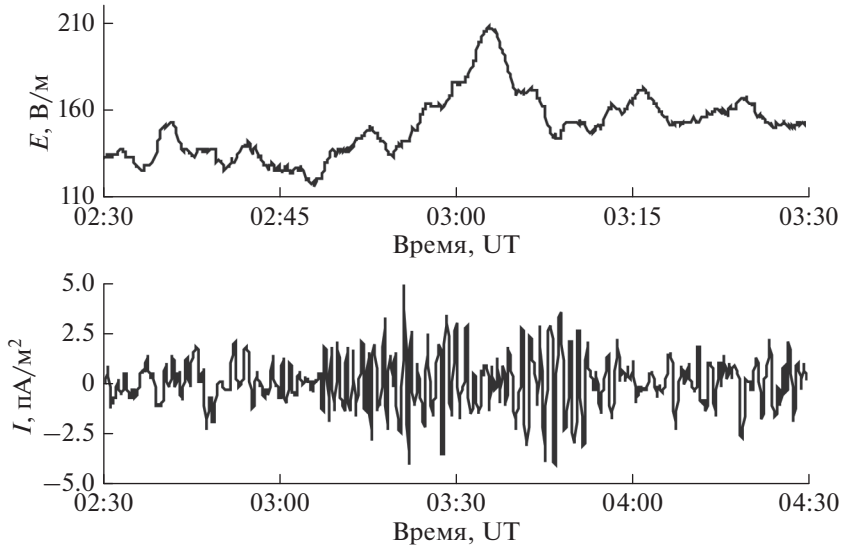


Рис. 6. Вариации вертикальных компонент электрического поля E (данные ЦГМ) и атмосферного тока I (данные MHV) в период землетрясения в Албании 26.11.2019 г. (расстояние ЦГМ и MHV от очага соответственно ~24060 и ~2010 км).

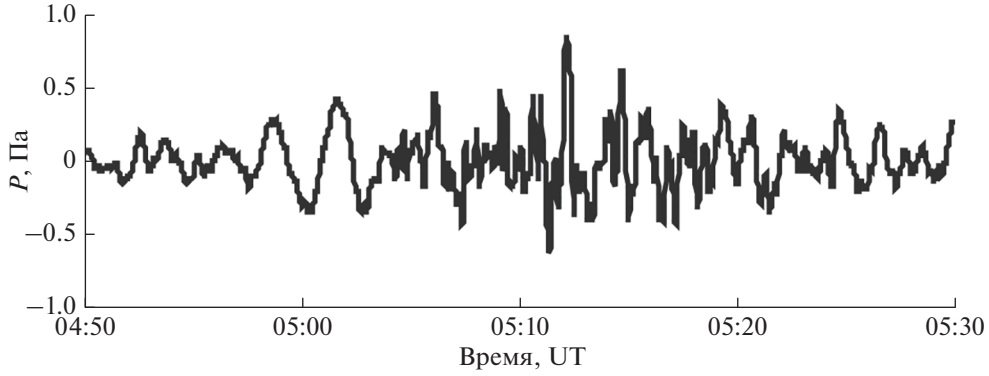


Рис. 7. Волновая форма акустического сигнала, зарегистрированного в MHV при падении Челябинского болида.

Как это следует из рис. 6, отклик атмосферного тока на землетрясение в виде повышенных амплитуд регистрируется в ~03:08 UTC и характеризуется длительностью ~45 мин. При этом в период вызванных вариаций заметно изменяются спектральные характеристики вариаций *I*: преимущественная частота вариаций в период землетрясения составляет ~1 Гц, в то время как в предшествующий период невозмущенного состояния атмосферы частота естественных вариаций составляет ~0.3 Гц.

2.3. Воздействие падений космических тел на геофизические поля

Падение космических тел на Землю сопровождается сильными атмосферными явлениями, которые проявляются нагревом и свечением воздушных масс, образованием ударной, а затем и акустической волны и т.д. В свою очередь это вызывает возмущение геофизических полей [Катастрофические..., 2014]. Инструментальные наблюдения за вызванными вариациями геофизических полей позволяют получить важную информацию о характере воздействия космических тел на атмосферу Земли, а также сформировать количественную основу для верификации теоретических и численных моделей, разрабатываемых для описания реакции внешних геосфер на сильные локальные возмущения и уточнения механизмов взаимодействия и преобразования полей Земли разной природы.

Известные исследования посвящены большей частью описанию локальных эффектов, вызванных падением космических тел [Адушкин и др., 2004; Бернгард и др., 2013; Кузьмичева, Лосева, 2010; Кузьмичева и др., 2014; Немчинов и др., 1999; Рыбнов и др., 2014; Светцов и др., 2014; Черногор, 2009; 2018; Adushkin, Nemchinov, 1994; Beech, Forschini, 1999; Bronshten, 1983; и др.]. Нас же заинтересовали геофизические эффекты, проявляющиеся на значительном удалении от места падения либо места взрыва космического тела.

Акустический эффект. Результаты инструментальных наблюдений показывают, что сформировавшийся при взрыве болида акустический сигнал хорошо регистрируется на больших расстояниях. Так, например, при взрыве Челябинского болида (15.02.2013 г.), взорвавшегося на высоте ~30 км в ~03:17 UTC [Бернгардт и др., 2013], в MHV (расстояние ~1510 км от места взрыва) зарегистрирован инфразвуковой сигнал достаточно высокой амплитуды ~40 Па (рис. 7). При этом в ~04:58 UTC зарегистрирован приход длиннопериодной моды (период ~2.8 мин), а затем в ~05:04 UTC – короткопериодной (период ~0.8 мин).

Вариации электрических характеристик атмосферы. Вариации электрического поля и атмосферного тока при падении космического тела рассмотрим также на примере Челябинского болида. Взрыв болида вызвал аномальные вариации напряженности электрического поля и атмосферного тока в приземной атмосфере. На рис. 8 приведены вариации *E* и *I* в периоды вхождения в атмосферу и взрыва болида. Хорошо видно, что вызванные возмущения *E* и *I* зарегистрированы практически сразу после взрывного разрушения космического тела. Причем амплитуды вызванных вариаций представляются весьма значительными, несмотря на достаточно большое расстояние от места взрыва. Действительно, вариация напряженности электрического поля в виде положительной бухты составляет почти 50 В/м. Также значительной выглядит амплитуда вариаций атмосферного тока (~6 пА/м^2).

Вариации магнитного поля при падении болидов. Вызываемые взрывом болида плазменные образования и ударные волны сопровождаются нарушением естественных токов в ионосфере, что приводит к локальным, а в конечном итоге глобальным вариациям геомагнитного поля [Спивак, Рябова, 2019б]. Геомагнитный эффект от падения и взрыва болидов регистрируется на значитель-

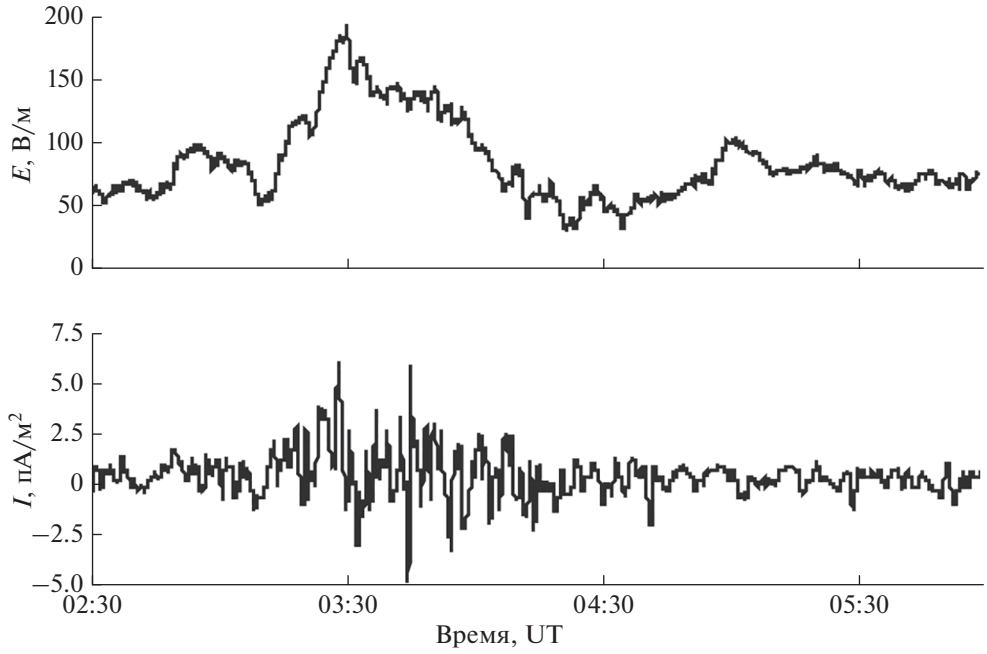


Рис. 8. Вариации вертикальных компонент напряженности электрического поля *E* и атмосферного тока *I* в период падения Челябинского болида.

ных расстояниях и практически на всех широтах. В качестве примера на рис. 9 приведены геомагнитные вариации, зарегистрированные на некоторых геомагнитных станциях сети ИНТЕРМАГНЕТ и в MHV в период падения и взрыва Липецкого болида 21.06.2018 г. (примерное время взрыва 01:30 UTC).

Из рис. 9 следует, что взрыв болида вызвал бухтоообразное понижение горизонтальной компоненты магнитного поля Земли на фоне суточного хода. При этом длительность и амплитуда вызванных вариаций не сильно зависят от расстояния и находятся соответственно в пределах 11–15 мин и 2–5 нТл.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Перечень источников, вызывающих возмущение геофизических полей, не ограничивается рассмотренными природными процессами. Сильные грозовые явления и атмосферные явления в виде ураганов и шквалов также сопровождаются акустическими эффектами, геомагнитными вариациями и вариациями электрических характеристик приземной атмосферы. Однако, несмотря на высокие амплитуды этих вариаций (например, при прохождении грозовой ячейки амплитуда вариаций *E* может превышать 10 кВ), эффекты являются локальными, вызванные возмущения не распространяются на большие расстояния и, таким образом, не вносят заметного вклада в глобальный процесс межгеосферных взаимодействий. Также как и процессы техногенного происхождения, например, технологические и аварийные взрывы, крупные пожары и т.д., которые наблюдаются все чаще вследствие развивающейся цивилизации.

Рассмотренные выше возмущения геофизических полей, вызванные сильными природными источниками, являются, как мы убедились, глобальными. И хотя амплитуды вызванных геофизических эффектов в ряде случаев малы, их анализ имеет важное информационное значение как в плане всестороннего описания природных явлений, так и с точки зрения установления источников и механизмов преобразования и взаимодействия геофизических полей и, в конечном итоге – межгеосферных взаимодействий.

Анализируя результаты инструментальных наблюдений, следует отметить следующие общие характерные особенности геофизических эффектов, сопровождающих сильные природные явления: 1) эффекты регистрируются на значительных расстояниях от источника возмущений, что и определяет вышеупомянутый их глобальный характер; 2) геомагнитные вариации и вариации электрических характеристик приземной атмосферы наблюдаются на больших расстояниях практически в период самих природных явлений, что можно объяснить высокой скоростью распространения возмущений.

Дополнительно следует отметить отсутствие значимой зависимости амплитудных характеристик вызванных геомагнитных вариаций и вариа-

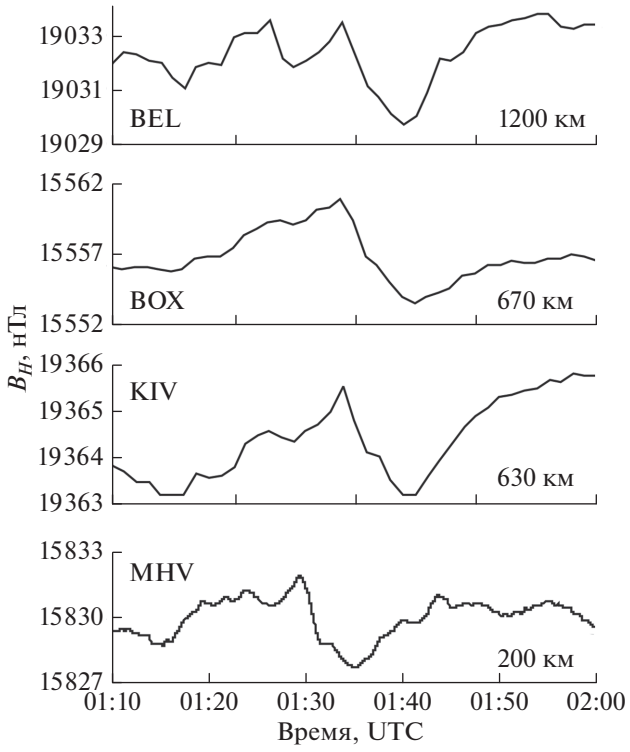


Рис. 9. Вариации горизонтальной компоненты магнитного поля Земли в период падения и взрыва Липецкого болида 21.06.2018 г. (расстояние до места взрыва болида приведено в поле рисунков).

ций электрических характеристиках атмосферы от расстояния R. В качестве примера на рис. 10 приведены амплитуды вызванных вариаций напряженности электрического поля E^* в диапазоне расстояний от 2000 до 15000 км при 20 землетрясениях с магнитудой 6.5–7.5. Видно, что, несмотря на значительную разницу в расстояниях, величина E^* находится в узком диапазоне 10–40 В/м. Согласно данным работы [Спивак, Рябова, 2019а], амплитуда геомагнитных вариаций на разных эпицентральных расстояниях от очагов землетрясений разной магнитуды по данным геомагнитных обсерваторий сети ИНТЕРМАГНЕТ также заключена в узком диапазоне 2–5 нТл.

Аналогичное заключение можно сделать по данным работы [Спивак, Рябова, 2019б], согласно которым, например, для Румынского болида амплитуда геомагнитных вариаций для всех среднеширотных станций сети ИНТЕРМАГНЕТ, расположенных на значительно отличающихся расстояниях от источника возмущений, составляет 2.8–5 нТл.

С учетом вышеизложенного можно сделать предположение о том, что основным проводником передачи возмущения магнитного поля и электрических характеристик атмосферы на большие расстояния является ионосфера. В этом случае в качестве одного из наиболее вероятных механизмов возбуждения ионосферы можно рассматривать воздействие акустико-гравитационных волн, генерируемых сильными природными событиями в их эпицентральной области. Действительно, воздействие акустико-гравитационных волн на ионосферу вызывает в ней магнитогидродинамические волны, которые распространяются по ионосфере с большой скоростью (~20 км/с) [Сорокин, Федорович, 1982]. В этом случае вызванные возмущения геофизических полей регистрируются на значительных расстояниях практически в период самого события (время распространения акустических колебаний от земной поверхности до ионосферы составляет ~5–7 мин в зависимости от термодинамического состояния атмосферы и высоты активного слоя ионосферы). С учетом сложной структуры очага геофизического события (землетрясения, эксплозия вулканов) в нем могут предварительно развиваться определенные процессы подготовки этого события, поэтому возможна генерация акустических волн также за некоторое время до самих событий, что объясняет наблюдаемые в ряде случаев возмущения геофизических полей, например, до основного толчка перед землетрясениями.

Следует отметить, что известные механизмы аномалий геофизических полей, вызванных

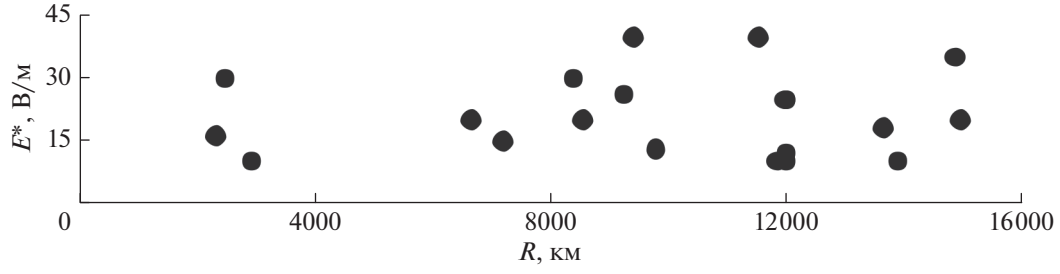


Рис. 10. Зависимость амплитуды вариаций вертикальной компоненты электрического поля от расстояния при землетрясениях (20 событий) магнитудой в диапазоне 6.5–7.5.

сильными природными процессами, не объясняют в полной мере выявленные во многих случаях резкие и отличающиеся по характеру изменения хода геофизических полей в периоды сильных природных явлений, что определяет актуальность и необходимость дальнейшего проведения инструментальных исследований. Помимо накопления фактического материала возникает необходимость в решении ряда задач, связанных с разработкой подходов и конкретных моделей воздействия акустико-гравитационных волн на ионосферу и определения количественных последствий этого воздействия в виде формирования особого рода плазменных структур, которые способны распространяться по ионосфере с высокими скоростями на значительные расстояния. В качестве других задач следует рассматривать разработку теоретических и расчетных моделей процессов, связанных с формированием откликов магнитного поля и электрических характеристик атмосферы на сильные природные события, очаги которых расположены в верхней части литосферы. Но все это – предмет дальнейших исследований.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изучение геофизических полей и их вариаций представляется весьма важным при решении ряда задач, связанных с установлением характеристик природных явлений и процессов, установлением источников аномального поведения полей и условий, определяющих взаимодействие между геосферами.

Представляется, что экстремальные природные явления в виде землетрясений, вулканических извержений, падения крупных космических тел и т.д. являются своеобразными каналами повышенной интенсивности межгеосферных взаимодействий. Именно в периоды экстремальных природных явлений особенно ярко проявляются процессы обмена массой и энергией в системе литосфера–атмосфера–ионосфера, что существенно облегчает определение общих условий, в которых протекают геофизические процессы на Земле, а также, по возможности, предупреждать негативные последствия эволюционного развития планеты. Особо это относится к приповерхностной зоне Земли, в которой осуществляется вся жизнедеятельность человека, и в которой человек оказывает максимальное воздействие на природу. В связи с этим следует больше внимание уделять исследованиям, направленным на установление перспектив преобразования среды обитания, а в более широком смысле – биосферы. Объединить такие исследования можно под маркой геофизической экологии.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследования выполнены в рамках государственного задания ИДГ РАН (тема АААА-А-19-119021890067-0, шифр темы 0146-2019-0009).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Адушкин В.В., Попова О.П., Рыбнов Ю.С., Кудрявцев В.И., Мальцев А.Л., Харламов В.А. Геофизические эффекты Витимского болида 24.09.2022 г. // Докл. РАН. 2004. Т. 397. № 5. С. 685–688.

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

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

Адушкин В.В., Фирсов П.П. Особенности эксплозивных процессов вулканических извержений и их проявление в волновых возмущениях в атмосфере. Экстремальные природные явления и катастрофы. Т. 2. М.: ИФЗ РПАН. 2010. С. 264–268.

Бернгардт О.И., Добрынина А.А., Жеребцов Г.А., Михалев А.В., Перевалова Н.П., Ратовский К.Г., Рахматулин Р.А., Саньков В.А., Сорокин А.Г. Геофизические явления, сопровождавшие падение Челябинского метеороида // Докл. РАН. 2013. Т. 452. № 2. С. 205–207.

Гармаш С.В., Линьков Е.М., Петрова Л.Н., Швед Г.М. Возбуждение колебаний атмосферы сейсмогравитационными колебаниями Земли // Изв. АН СССР. Сер. Физика атмосферы и океана. 1989. № 12. С. 1290–1299.

Голицын Г.С., Кляцкин В.И. Колебания в атмосфере, вызванные движениями земной поверхности // Физика атмосферы и океана. 1967. Т. 3. № 10. С. 1044–1052.

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

Катастрофические воздействия космических тел / Под ред. Адушкина В.В., Немчинова И.В. М.: ИКЦ “Академкнига”. 2005. 310 с.

Кузьмичева М.Ю., Лосева Т.В. Оценка геомагнитного эффекта при Тунгусском событии 1908 г. Динамические процессы в геосферах. М.: ГЕОС. 2010. С. 261–269.

Кузьмичева М.Ю., Лосева Т.В., Ляхов А.Н. Ионосферный эффект Челябинского события. Динамические процессы в геосферах. Вып. 5. М.: ГЕОС. 2014. С. 86–95.

Куличков С.Н., Авилов К.В., Буш Г.А. и др. Об аномально быстрых инфразвуковых приходах на больших расстояниях от наземных взрывов // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2004. Т.40. № 1. С. 3–12.

Мориковский П.И. Животные предсказывают землетрясения. Алма-Ата: Наука. 1984. 144 с.

Немчинов И.В., Лосева Т.В., Меркин В.Г. Оценка геомагнитного эффекта при падении Тунгусского метеороида. Физические процессы в геосферах: их проявления и взаимодействие. М.: ИДГ РАН. 1999. С. 324–338.

Рыбнов Ю.С., Попова О.П., Харламов В.А. Оценка энергии Челябинского болида по спектру мощности длиннопериодных колебаний атмосферного давления. Динамические процессы в геосферах. Вып. 5. М.: ГЕОС. 2014. С. 78–85.

Светцов В.В., Артемьева Н.А., Попова О.П., Шувалов В.В. Падение Челябинского метеорита – типичное собы-

тие в истории Земли. Динамические процессы в геосферах. Вып. 5. М.: ГЕОС. 2014. С. 7–20.

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

Собисевич Л.Е. Сейсмогравитационные процессы и гравиомагнитные возмущения – спутники геофизических катастроф // Геофизика. 2020. № 1. С. 70–76.

Собисевич Л.Е., Собисевич А.Л., Лиходеев Д.В. Сейсмогравитационные процессы, сопровождающие эволюцию сейсмофокальных структур литосферы // Геодинамика и тектонофизика. 2020. Т. 11. № 1. С. 53–61.

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

Спивак А.А., Рябова С.А. Геомагнитные вариации при падении метеоритов // Геомагнетизм и аэрономия. 2019б. Т. 59. С. 655–665.

Спивак А.А., Рыбнов Ю.С. Акустические эффекты сильных землетрясений // Физика Земли. 2021. № 1.

Черногор Л.Ф. Физические процессы, сопутствующие пролету Витимского болида 24 сентября 2002 г. // Вестник астрономической школы. 2009. Т. 6. № 1. С. 30–43.

Черногор Л.Ф. Эффекты в магнитосфере при подлете Челябинского метеороида // Геомагнетизм и аэрономия. 2018. Т. 58. № 2. С. 267–280.

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

Швед Г.М., Голицын Г.С., Ермоленко С.И., Кукушкина А.Е. Связь длиннопериодных собственных колебаний Земли с процессами в атмосфере // Докл. РАН. 2018. Т. 481. № 3. С. 315–319.

Adushkin V.V., Nimchinov I.V. Consequences of impacts of cosmic bodies on the surface of the Earth. Hazards due to Comets and Asteroids / Ed. T. Gehrels. Tucson; London: Univ. Arizona Press. 1994. P. 721–778.

Beech M., Foschini L.A. A space charge model for electriophonic busters // Astron. Astrophys. 1999. V. 345. L27–L31.

Bolt B.A. Seismic air waves from the great 1964 Alaskan earthquake // Nature. 1964. V. 202. P. 1095–1096.

Bronshten R.P. A magnetohydrodynamic mechanism for generating radio waves by bright fireballs // Sol. Sys. Res. 1983. V. 17. P. 70–74.

Cook R.K. Infrasound radiated during the Montana earthquake of 1959 August 18 // Geophys J. R. Astr. Soc. 1971. V. 26. P. 191–198.

Gossard E.A., Hook W.H. Waves in the atmosphere. Amsterdam; Oxford; N.Y.: Elsevier Sci. Publ. Comp. 1975. 456 p.

Jones R.M., Ostrovsky L.A., Bedart A.J. Ionospheric effects of magneto-acoustic-gravity waves: dispersion relation // J. Atmosph. And Solar-Terrestrial Physics. 2017. V. 159. P. 7–22.

Muschlecner J.P., Whitaker R.W. Infrasound from earthquakes // J. Geophys. Res. 2005. V. 110. D01108.

Slater L. Near-surface geophysics. A new focus group // EOS. 2006. V. 87. № 25. P. 249.

Takanashi Y., Koyama Y., Isei T. In situ measured infrasound at Sapporo associated with an earthquake occurring offshore in southwest Hokkaido on July 12, 1993 // J. Acoust. Soc. Japan. 1994. V. 15. P. 409–411.

Impact of Natural Extreme Events on Geophysical Fields in the Environment

V. V. Adushkin[a] and A. A. Spivak[a, *]

[a]*Sadovsky Institute of Geosphere Dynamics, Russian Academy of Sciences, Moscow, 119334 Russia*
**e-mail: aaspivak100@gmail.com*

The paper discusses the effects of strong natural events on the acoustic fields in the atmosphere, on the geomagnetic field, and on the electrical characteristics of the atmospheric surface layer—atmospheric current and electric field. The extreme events covered by the work are volcanic eruptions, earthquakes, and impacts of cosmic bodies falling to the Earth. These natural phenomena are considered as local indicators of enhanced interactions between the geospheres in the lithosphere–atmosphere near-surface system with active involvement of the ionosphere. It is shown that in these cases, the induced effects in the geophysical fields are observed at quite a distance from an event source and have similar amplitudes, which may testify to a special role of the ionosphere in a rapid long-distance transfer of the disturbances. As the main excitation mechanism of the ionosphere, the effect of the acoustic-gravity waves generated by the strong natural events in their epicentral zone is considered. The objectives and tasks of the research aimed at establishing main regularities and interaction mechanisms between the geospheres in the environment are formulated.

Keywords: geospheres, geophysical fields, interaction, environment

ФИЗИКА ЗЕМЛИ, 2021, № 5, с. 17–29

УДК 550.34:550.31

МЕХАНИЧЕСКАЯ ДОБРОТНОСТЬ В ВЕРХНЕЙ ЧАСТИ ВНУТРЕННЕГО ЯДРА ЗЕМЛИ ПО ДАННЫМ КОДЫ ВОЛН *PKiKP*

© 2021 г. Д. Н. Краснощеков, В. М. Овчинников[1, *], О. А. Усольцева[1, **]

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

**E-mail: ovtch1@yandex.ru*

***E-mail: kriukova@mail.ru*

Поступила в редакцию 24.02.2021 г.
После доработки 22.03.2021 г.
Принята к публикации 01.04.2021 г.

На основе анализа методом компьютерной графики альфа-шейп огибающей коды отраженных от поверхности внутреннего ядра Земли волн *PKiKP*, возбужденных ядерными взрывами, получены оценки величины механической добротности для девяти областей отражения под Арктикой, Центральной и Юго-Восточной Азией со средним значением $Q = 447 \pm 43$. Механизм формирования коды может быть обусловлен неоднородностями в верхней части внутреннего ядра с характерным линейным размером 1–4 км и вариациями скорости продольных волн порядка 1–3%.

Ключевые слова: Q-фактор, внутреннее ядро, альфа-шейп, волна *PKiKP*.

DOI: 10.31857/S0002333721050148

ВВЕДЕНИЕ

Затухание сейсмических волн во внутреннем ядре обусловлено неупругими характеристиками среды, к которым относятся мелкомасштабные неоднородности типа дислокаций в кристаллах, внутреннее трение и другие [Cormier, Li, 2002; Li, Cormier, 2002; Cormier 2009]. Эти факторы принято называть внутренним (собственным) поглощением. С другой стороны, затухание связано также с эффектами рассеивания, которые являются упругими процессами перераспределения энергии за счет отражения, преломления и обмена на границах раздела в среде. Эти рассеивающие элементы, расположенные на трассе распространения, при их малом размере, приводят к уменьшению амплитуды сейсмической волны [Vidale et al., 2000; Koper et al., 2004; Poupinet, Kennet, 2004; Krasnoshchekov et al., 2005; Leyton, Koper, 2007; Овчинников и др., 2007]. В этих исследованиях анализируется форма коды, механизмы ее формирования и связь со структурными особенностями твердого ядра и вышележащих оболочек Земли. Установлено, что кода, сформированная во внутреннем ядре, имеет форму веретена [Leyton, Koper, 2007], а огибающая – форму арки [Овчинников и др., 2007], т.е. кода имеет фазы роста и спада. Если же огибающая коды монотонно спадает (без фазы роста), то такая форма может быть объяснена механизмом реверберации в переходной зоне внутреннее–внешнее ядро и, возможно, неоднородностями вышележащих оболочек [Poupinet, Kennett, 2004].

Количественной оценкой затухания сейсмической волны служит относительная потеря энергии за один цикл колебаний $q = \dfrac{\Delta E}{2\pi E}$ или обратная ей величина $q = \dfrac{1}{Q} = \dfrac{1}{Qa} + \dfrac{1}{Qc}$. (Здесь Q_a – неупругое поглощение, Q_c – фактор рассеяния). Неупругое поглощение очень чувствительно к изменению давления и температуры среды. Поэтому в условиях внутреннего ядра, где давление меняется слабо, пространственные вариации Q могут служить источником особенностей теплового режима ядра.

За 20 лет после первой публикации [Vidale, Earle, 2000] с исследованием коды докритически отраженных от границы внешнее–внутреннее ядро волн *PKiKP* и возможностью их использования для определения Q во внутреннем ядре было опубликовано не более десятка работ (например, [Poupinet, Kennett, 2004; Koper et al., 2004; Leyton, Koper, 2007; Peng et al., 2008; Wu, Irving, 2017]), посвященных этому аспекту.

Величины добротности внутреннего ядра по коде, полученные из аппроксимации ее формы модельной функцией, варьируют в широком диапазоне 350–600 [Vidale, Earle, 2000; Leyton, Koper, 2007; Peng et al., 2008], а разброс индивидуальных измерений превышает два порядка [Leyton, Kop-

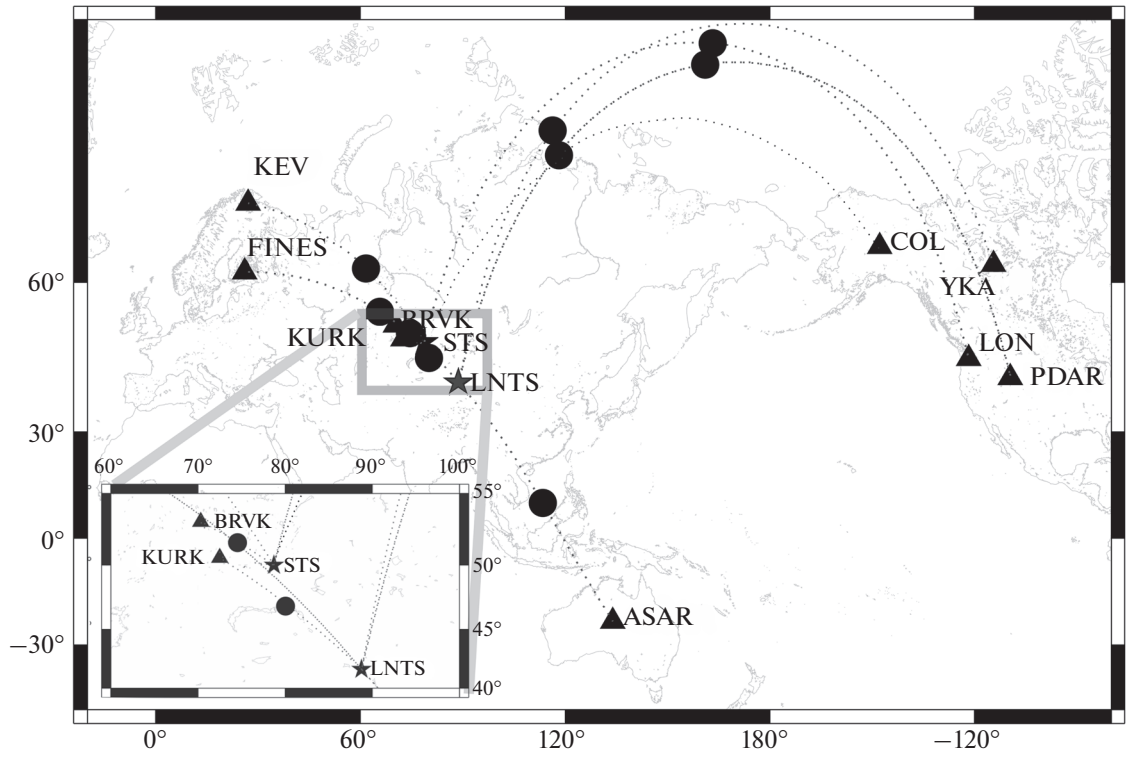


Рис. 1. Карта взаимного расположения полигонов и сейсмических станций с дугами большого круга (пунктир): STS – Семипалатинский полигон, LNTS – полигон Лобнор, BRVK, KEV, COL, LON – трехкомпонентные сейсмические станции, ASAR, FINES, KURK, PDAR, YKA – станции сейсмического группирования; черные кружки – проекции точек отражения волн *PKiKP* от внутреннего ядра Земли на дневную поверхность.

er, 2007]. Значительная дисперсия при относительно небольшом общем количестве опубликованных оценок не позволяет надежно интерпретировать эти данные в терминах региональных особенностей структуры и сейсмического затухания во внешней части твердого ядра, которые установлены из других данных [Wu, Irving, 2017; Krasnoshchekov et al., 2005; Attanayake et al., 2014; Oreshin, Vinnik, 2004]. Источники неопределенности опубликованных значений Q по коде *PKiKP* могут быть связаны с нечеткими критериями оценки параметров моделируемой коды (длительность, время начала, и т.д.), которые обусловлены применением нестрого определенных процедур обработки сейсмической записи (например, сглаживания).

В данной статье представлены девять новых оценок Q во внутреннем ядре Земли для областей отражения волн *PKiKP* под Арктикой, Центральной и Юго-Восточной Азией, полученные с использованием для анализа коды нового робастного метода компьютерной графики альфа-шейп [Krasnoshchekov, Polishchuk, 2008; Nikkila et al., 2014] и численного моделирования коды.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ДАННЫЕ И МЕТОДЫ ОБРАБОТКИ

Для оценки Q были использованы сейсмограммы групп взрывов, проведенных на Семипалатинском полигоне (STS) в Казахстане в период с 1977 по 1988 гг. и зарегистрированных на одиночных сейсмических станциях BRVK (Казахстан), KEV (Финляндия), COL и LON (США), а также сейсмограммы двух взрывов на полигоне Лобнор (LNTS) в Китае, зарегистрированных на сейсмических станциях группирования ASAR (Австралия), FINES (Финляндия), KURK (Казахстан), PDAR (США), YKA (Канада). Расположение станций и полигонов показано на карте (рис. 1).

Преимущество использования взрывного источника состоит в значительно более простом, чем у землетрясений, механизме очага, а также в возможности снизить неопределенность результирующих оценок за счет привлечения несейсмологической информации о координатах и времени в очаге. Чувствительность использованных широкополосных и короткопериодных каналов регистрации с плоской АЧХ в полосе частот 1–5 Гц и энергетический класс взрывов ($5.9 < m_b < 6.1$) достаточны для обнаружения коды волны *PKiKP* с

Таблица 1. Список станций и взрывов с датами их проведения

Код сейсмической станции или группы станций	Дата взрыва, дд.мм.гг	Эпицентральное расстояние, град	Количество пунктов наблюдения или событий в группе
BRVK	Перечень взрывов из [Krasnoshchekov et al., 2005]	6.2	31
KURK	17.08.1995	11.5	19
KEV	18.10.1981, 25.04.1982, 12.06.1983, 14.07.1984, 27.10.1984, 6.12.1984, 28.12.1984, 15.06.1985, 30.06.1985, 20.07.1985	31.3	10
FINES	08.06.1996	41.8	16
COL	05.12.1982, 25.04.1982, 12.06.1983, 14.07.1984, 24.05.1985, 25.04.1984, 20.07.1985,16.12.1984, 27.101984, 06.10,1983, 26.10.1983, 19.02.1984, 10.02.1985	59.9	15
YKA	08.06.1996	73.8	21
ASAR	08.06.1996	77.2	19
LON	Перечень взрывов из [Krasnoshchekov et al., 2005]	82.1	24
PDAR	08.06.1996	94.2	15

амплитудой, составляющей единицы нанометра [Vidale et al., 2000; Адушкин, Овчинников, 2004; Krasnoshchekov et al., 2005; Leyton, Koper, 2007; Овчинников и др., 2007]. Области зондирования внутреннего ядра находятся под Арктикой, Центральной Азией и Юго-Восточной Азией (рис.1).

В табл. 1 приведены данные о датах взрывов, эпицентральных расстояниях и количестве группируемых взрывов, а также числе использованных каналов регистрации станций группирования.

Обработка взрывов, зарегистрированных станциями сейсмического группирования, включала несколько последовательно выполняемых шагов, направленных на обнаружение волны *PKiKP* и ее коды. Они демонстрируются на рис. 2 обработкой данных станции группирования FINES. Вначале к каждому из 16 каналов системы группирования применялась полосовая фильтрация нуль-фазовым фильтром Баттеруорта с граничными частотами 1 и 5 Гц с крутизной склонов 3-го порядка. Отфильтрованные сейсмограммы S_i ($i = 1 : 16$) показаны на рис. 2а. Пространственные особенности сейсмического волнового поля определялись путем вычисления в скользящем временном окне двумерного спектра мощности $P(\mathbf{k})$ ($F-K$-анализ):

$$P(\mathbf{k}) = \frac{1}{m}\sum_{f_1}^{f_m}\left(\sum_{j-1}^{j=n-1}\sum_{i=1}^{i=n}F_{ij}(f)e^{i\mathbf{k}(\mathbf{r}_i-\mathbf{r}_j)}\right),$$

где: $F_{ij}(f) = \frac{2}{T}\sum_{k_\alpha} S_i^* S_j$ – взаимный спектр в частотном интервале $[f_1; f_m]$; $\mathbf{k} = (k_x k_y)$ – волновой вектор в горизонтальной плоскости; * – знак комплексного сопряжения, и определялось значение $\mathbf{k}_0$, соответствующее максимуму спектра мощности (рис. 2б) в ожидаемом интервале времени вступления волны *PKiKP*. Далее по отфильтрованным каналам группы вычислялась суммарная сейсмограмма (рис. 2в):

$$b(t : \mathbf{k}_0) = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N} S_i(t + \tau_i), \quad \tau_i = -\mathbf{r}_i\mathbf{k}_0/\omega,$$

где τ_i – временной сдвиг сейсмограммы на i-ой станции относительно опорной станции.

Чтобы оценить значимость уровня сейсмического сигнала на фоне шума в рассматриваемом временном интервале рассчитывалась статистическая характеристика (рис. 2г) сейсмического процесса [Blandford, 1974]:

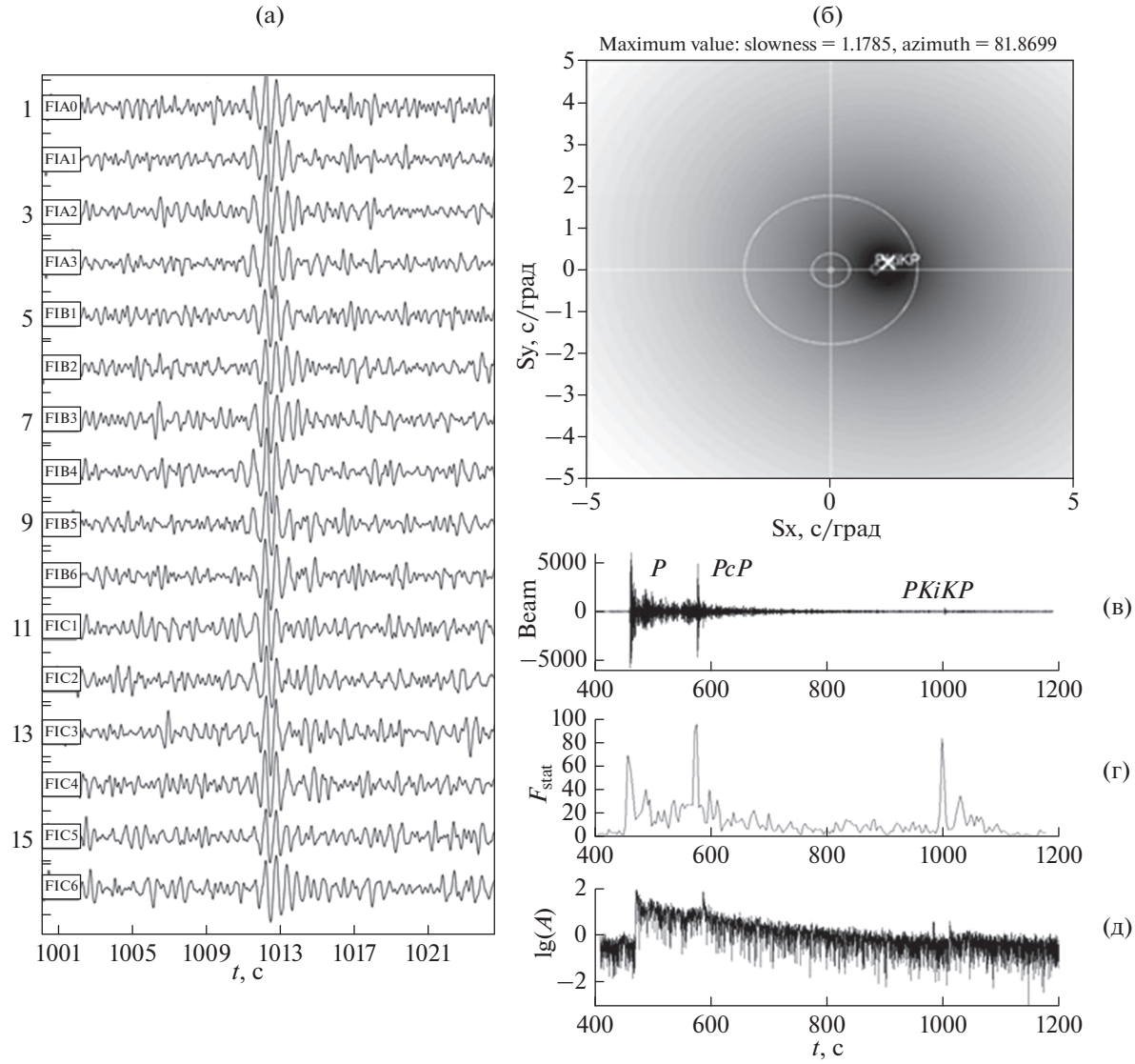


Рис. 2. (а) – Фрагменты сейсмограмм, отфильтрованные в полосе 1.3–5 Гц, сейсмической группы FINESS с волной *PKiKP*; (б) – *F*–*K*-спектр мощности; (в) – суммарная сейсмограмма (beam) с временными задержками; (г) – статистическая характеристика сейсмического процесса *F*stat (максимумы соответствуют вступлениям волн *P*, *PcP*, *PKiKP*); (д) – огибающая Гильберта.

$$F_{stat}\left(\mathbf{k}_0 : T,t\right) = \frac{N-1}{N}\frac{\sum\limits_{t}^{t+T}\left\{\left(b\left(t : \mathbf{k}_0\right)\right)\right\}^2}{\sum\limits_{t}^{t+T}\sum\limits_{i=1}^{N}\left|S_i\left(t\right) - b\left(t : \mathbf{k}_0\right)\right|^2}.$$

Физический смысл F_{stat} – насколько полная энергия колебаний (числитель) для заданного волнового числа $\mathbf{k}_0$ в интервале наблюдения $[t; t+T]$ отличается от остаточного шума (знаменатель). Заключительным шагом этого предварительного этапа обработки является вычисление огибающей Гильберта $hb(t) = H(b(t : \mathbf{k}_0))$ (рис. 2д), H – символ преобразования Гильберта.

Непосредственное применение преобразований, перечисленных выше, к группе взрывов, зарегистрированных на одиночной станции, требует приведения к единой шкале сейсмограмм взрывов с различными магнитудами и их временной синхронизации.

Временная синхронизация была проведена по первому вступлению волны *P* путем определения временных сдвигов корреляционным анализом. Далее по сейсмическому шуму, предшествующему вступлению волны *P* для каждой сейсмограммы, был определен нулевой уровень по участку фона, предшествовавшему вступлению *P*-волны, а сами записи преобразованы из дискретных в непрерывные функции $f_k(t)$ с помощью сплайнов.

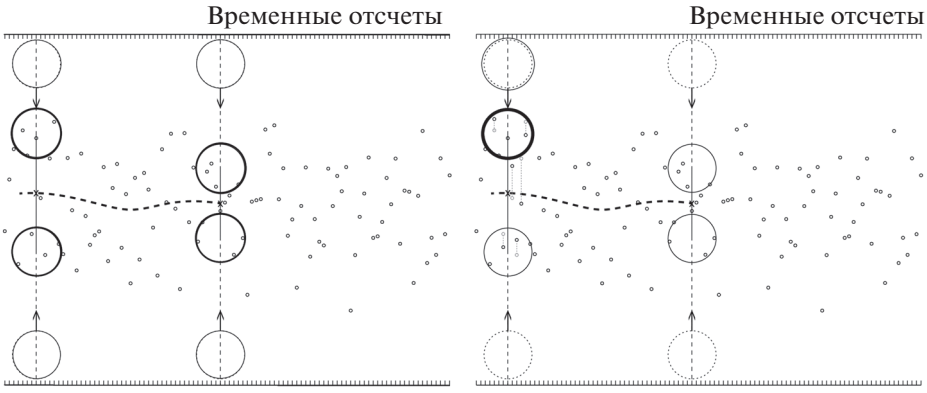


Рис. 3. Применение α-шейп *k*-го порядка к временны́м последовательностям (русифицированный рисунок из работы [Nikkila et al., 2014]). Левая панель: верхний диск продвигается вниз по данным, а нижний – вверх; диск останавливается, когда в нем содержится точно $k = 4$ точек множества. Восстановленный элемент выходной формы в этот момент времени соответствует середине отрезка, соединяющего центры остановившихся дисков. Правая панель: несколько точек (как внутри, так и снаружи дисков) изменили свои местоположения; несмотря на это, восстановленный элемент формы не изменился.

По пересечению с нулевой линией для каждой *k*-ой записи было найдено время вступления *P*-волны t_k и длина L_k ее первого периода. Далее были найдены максимумы коэффициентов корреляции:

$$R_{kj}\left(\delta t_{kj}\right) = \frac{1}{B}\int_{t_k}^{t_k+L_k} f_k\left(\tau\right) f_j\left(\tau+\delta_{kj}\right) d\tau,$$

где

$$B = \sqrt{\int_{t_k}^{t_k+L_k} f_k(\tau)^2 d\tau \int_{t_k}^{t_k+L_k} f_i(\tau+\delta_{kj})^2 d\tau},$$

и соответствующие им временные сдвиги δ_{kj} для всех пар записей ($k \neq j$; $k, j = 1, N$), где N – общее их число. По найденным матрицам R_{kj} и δ_{kj} были вычислены взвешенные относительные сдвиги:

$$\theta_k = \left(\frac{\sum\limits_j \delta_{kj} R_{kj}^2}{\sum\limits_j R_{kj}^2} - \frac{\sum\limits_j \delta_{jk} R_{jk}^2}{\sum\limits_j R_{jk}^2}\right) \Big/ 2, \quad k = 1, N,$$

которые и были использованы для окончательной синхронизации сейсмограмм различных взрывов по *P*-волне.

Для выравнивания амплитуд использовались среднеквадратичные амплитуды:

$$A_k = \sqrt{\frac{\int\limits_{t_k}^{t_k+L_k} f_k(\tau)^2 d\tau}{L_k}}, \quad k = 1, N,$$

и соответственно скорректированные записи:

$$f_k\left(t\right) = f_k \frac{A_{\max}}{A_k},$$

где $A_{\max} = \max\left(A_k\right)$.

Заключительный этап обработки как данных станций группирования, так и групп взрывов состоял в построении формы огибающей с использованием α-шейпа *k*-го порядка. Процедура состояла из двух шагов. На первом по реализации сейсмического шума, предшествующего первому вступлению (длительность 1–2 мин), определяются радиус α и порядок *k*. На втором шаге восстанавливалась гладкая форма огибающей Гильберта. Последовательность оценки α-шейпа *k*-го порядка временного ряда (или облака точек) [Krasnoshchekov, Polishchuk 2008; 2014] схематически представлена на рис. 3. В каждый момент времени инициализируются два диска радиуса α – верхний диск и нижний диск. Верхний диск располагается выше всех точек набора данных и двигается вниз. Диск останавливается в тот момент, когда он охватывает ровно *k* точек (рис. 3, левая панель). Аналогично нижний диск располагается под данными и движется вверх до момента включения в него *k* точек. Выходным элементом искомой формы в данный момент времени являются координаты середины отрезка, соединяющего центры остановившихся верхнего и нижнего дисков.

Чтобы пояснить работу алгоритма, рассмотрим применение алгоритма в двух предельных случаях: $\alpha = 0$ и $\alpha = \infty$. В первом случае в качестве выходной формы будет получена входная временная последовательность. Во втором случае выходной формой будет являться прямая линия на уровне среднего между *k*-ым максимумом и *k*-ым минимумом временно́й последовательности.

Выбор α и *k* для любой из сейсмограмм осуществляется по фрагменту сейсмограммы (материал обучения – сейсмический шум), которая предшествует первому вступлению. Вначале радиус α устанавливается равным одному стандарт-

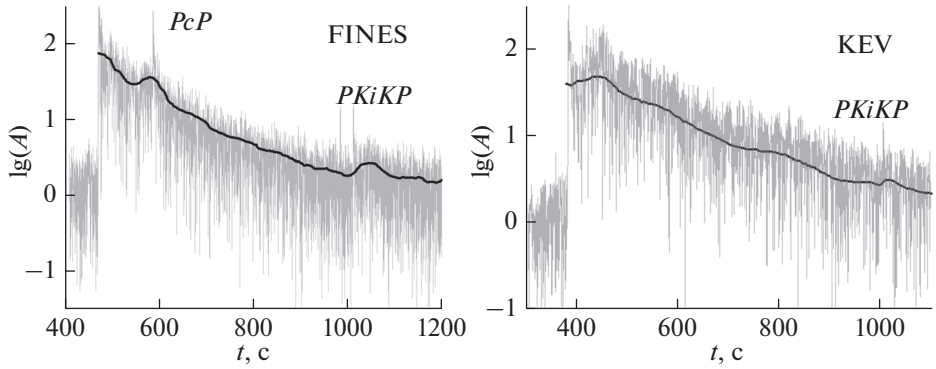


Рис. 4. Огибающие Гильберта (серый цвет) на станциях KEV и FINES. Черные кривые результат сглаживания методом альфа-шейп.

ному отклонению сейсмического шума на интервале 1–2 мин. Для определения k случайным образом выбирается 1000 моментов записи, и в каждый момент времени располагается два α-диска. Один с центром в 2α – над средним уровнем шума, а другой с центром 2α – под уровнем шума. Значение k устанавливается равным среднему количеству точек в 2000 дисках.

С полученными значениями α и k алгоритм α-шейп k-го порядка применяется к записи сейсмического шума и с помощью среднеквадратичного отклонения (RMSD) оценивается, насколько выходная форма отличается от прямой, соответствующей среднему уровню шума. Интуитивно ясно, что α-диски удаляют шум, что должно обеспечить прямую линию в качестве выходной формы. Если вариабельность выходной формы слишком высока, то есть когда RSMD $> 0.05\alpha$, шкала времени масштабируется (сжимается в целое число раз), что приводит к увеличению числа точек, попадающих в пределы дисков радиуса 2α. Для новой шкалы снова вычисляется величина k с помощью вышеописанной процедуры (усреднение по 2000 дисков в случайные моменты времени). При увеличении масштабного коэффициента возрастает k, что соответствует меньшим вариациям выходной формы или меньшему RMSD. Процедура останавливается в тот момент, когда RMSD становится менее заранее установленного уровня 0.05α. Меньшие значения RMSD обычно приводят к избыточному сглаживанию выходной формы. Полученные значения α и k используются для определения формы огибающей для всей сейсмграммы. (Демонстационный скрипт для Матлаба доступен по ссылке http://www.cs.helsinki.fi/group/compgeom/seism.zip).

РЕЗУЛЬТАТЫ ОБРАБОТКИ

Энергия коды волны *PKiKP*, рассеянной на неоднородностях внутреннего ядра Земли, проявляется в виде локального разрастания амплитуд вскоре после вступления волны *PKiKP*, отраженной от ее границы на эпицентральных расстояниях, соответствующих докритическому отражению.

Начало коды *PKiKP* ожидается вскоре после вступления родительской фазы, время пробега которой для вышеуказанных эпицентральных расстояний составляет от 992 до 1084 с. Соответствующие фрагменты огибающей действительно проявляют признаки роста амплитуд на фоне быстрых изменений и присутствия экстремальных значений. Например, кода легко визуализируется на данных группы FINES (рис. 4). Мы пока не обсуждаем показанные на рис. 4 восстановленные методом альфа-шейп “гладкие” огибающие, это будет сделано ниже. Она проявляется в форме арки после резкого вступления волны *PKiKP* на времени 1011 с. Обнаруженная кода на суммарной трассе FINES позволяет сделать грубую оценку длительности коды порядка 50 с, а также разделение ее частей на фазу роста и фазу спада.

Напротив, на записях станции KEV обнаружение коды *PKiKP* затруднительно. Традиционным средством обнаружения и более рельефного отображения коды и ее частей является сглаживание путем усреднения в скользящем временном окне. Эта процедура действительно позволяет устранить быстрые изменения огибающей, а также аномальные значения амплитуд. Вместе с тем, использование усреднения сопряжено с внесением дополнительных неопределенностей. Одним из негативных факторов является выбор длины временного окна усреднения. Его длина обычно определяется, исходя из доминирующей частоты выделяемого сигнала и его медленности. Последняя может оцениваться на основе частотно-волнового анализа соответствующего фрагмента огибающей. Усреднение с таким окном может приводить к неустойчивым оценкам в случае применения ко всей коде, так как выбор окна осуществлялся на основе свойств родительской

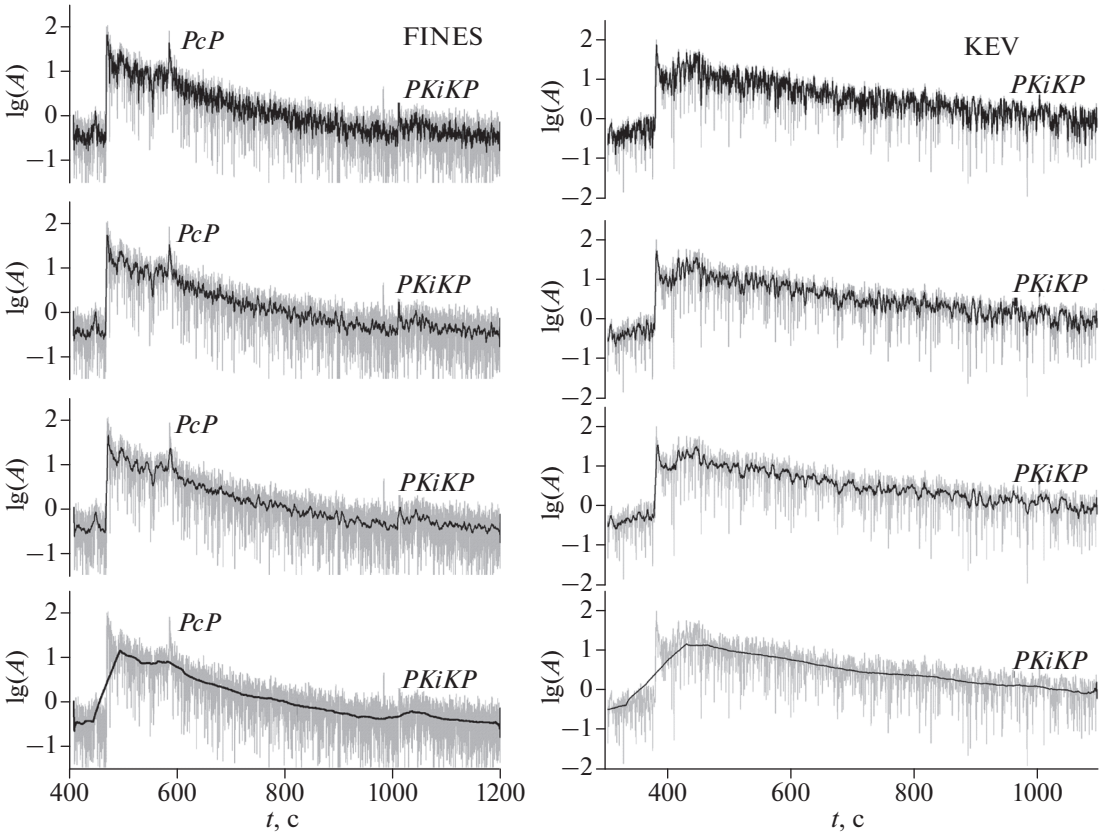


Рис. 5. Огибающие Гильберта (серый цвет) и сглаженные методом скользящего среднего с различной длиной окна усреднения (черный цвет): сверху вниз – 1, 2.5, 5, 50 с.

фазы и, возможно, применим только для ограниченного диапазона времен.

На рис. 5 представлены результаты сглаживания огибающей суммарной трассы группы FINES во временных окнах длиной 1, 2.5, 5 и 50 с.

Как видно, форма коды *PKiKP* меняется в зависимости от длины окна усреднения. При длине окна в 50 с на временах после вступления *PKiKP* на группе FINES наблюдается фаза роста и фаза спада огибающей. Однако сглаживание огибающей на станции KEV в любом из рассматриваемых окон не позволяет обнаружить коду *PKiKP*. Дополнительной сложностью идентификации коды *PKiKP* является тот факт, что реальные архивные записи часто имеют недостаточную длительность и не достигают уровня предшествующего первому вступлению сейсмического шума. Это не позволяет сравнить уровень сейсмической коды после вступлений *PKiKP* с уровнем шума, что затрудняет визуальную идентификацию слабой коды *PKiKP*.

Рассмотрим теперь результаты применения методики α-шейп *k*-го порядка для выявления гладкой формы огибающей Гильберта. На рис. 4 и рис. 6 показаны примеры восстановления огибающих методом альфа-шейп.

Типичная форма является гладкой функцией, очерчивающей нисходящий тренд быстро осциллирующей огибающей Гильберта. Восстановленные гладкие формы похожи на результат сглаживания посредством скользящего среднего в относительно длинном временном окне. Форма, восстановленная методом α-шейп *k*-го порядка, не является сглаживанием или усреднением в определенном временном окне.

Кода *PKiKP* на полученных трассах отражается в виде изменения градиента спада после теоретического времени прихода *PKiKP*. Как видно, кода, рассеянная во внутреннем ядре Земли, автономна, так как может наблюдаться как в присутствии, так и в отсутствии родительской волновой формы *PKiKP*. Длительность фазы спада составляет 30–50 с (рис. 4, рис. 6). При этом меньшая длительность соответствует станциям на расстояниях около 6° (BRVK) и 11° (KURK). По-видимому, это связано с увеличением длины пути распространения волны по неоднородной среде при увеличении расстояния, и, следовательно, данные наблюдений на малых эпицентральных расстояниях несут информацию о глубине области неоднородностей в верхней части внутреннего ядра. Согласно феноменологической теории рассеяния

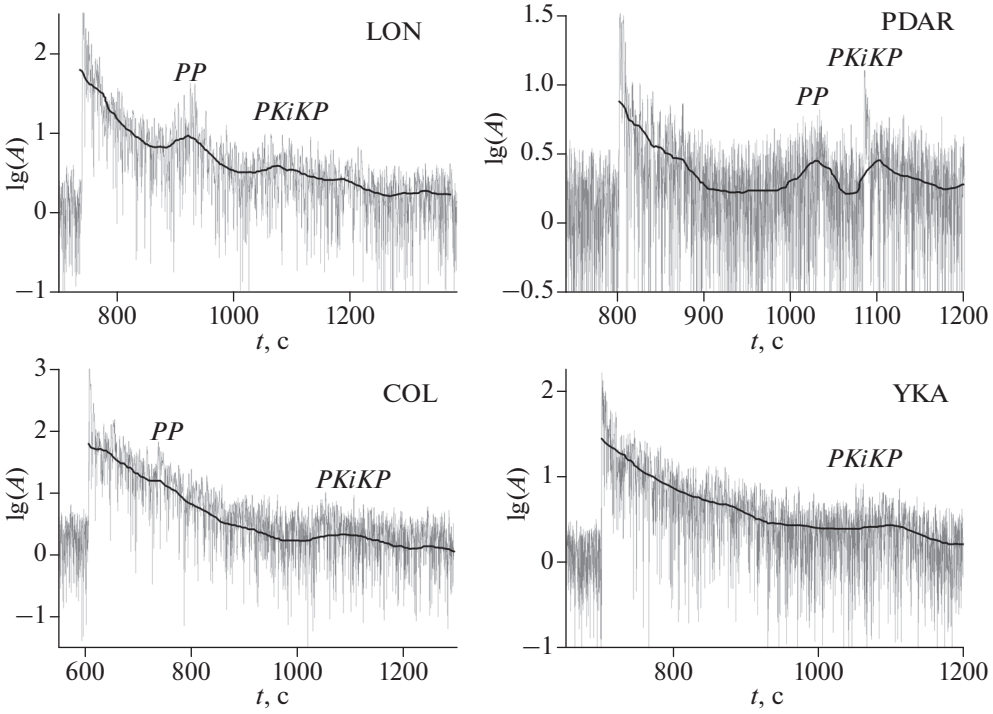


Рис. 6. Огибающие Гильберта и восстановленные методом α-шейп гладкие формы коды. Название станции (группы) указано в правом верхнем углу.

[Aki, Chuet, 1975], форма коды *PKiKP* определяется энергией, переданной во внутреннее ядро, и не предполагает вклада со стороны собственно отражения от его границы (фазы *PKiKP*). На практике влияние родительской фазы будет сказываться на любой форме, полученной посредством скользящего среднего, кроме случаев исключительно длинных временных окон, надежно компенсирующих вклад импульса, соответствующего волновой форме *PKiKP*. В отличие от усреднения, представленные формы огибающей свободны от этого недостатка, так как используемый алгоритм обрабатывает импульс *PKiKP*, как любое другое аномальное значение огибающей. Это преимущество важно, так как форма коды *PKiKP* указывает на место ее происхождения. В частности, результаты моделирования в рамках приближения однократного рассеяния (Борновское рассеяние) [Leyton, Koper, 2007] только коды *PKiKP* с фазами роста и спада формируются на объемных неоднородностях внутреннего ядра без добавления эффектов, связанных с рассеянием в нижней мантии. Как видно, обнаруженные коды *PKiKP* проявляют слабую или выраженную фазы роста, за которой следует монотонный спад. Монотонно спадающие коды, начинающиеся сразу после импульсного вступления *PKiKP*, в анализируемом наборе данных не обнаружены.

Несколько пар наблюдений имеют близкие точки отражения от поверхности внутреннего ядра, поэтому рассмотрим их более подробно. У первой пары (рис. 7а) STS–BRVK и LNTS–KURK наблюдается наименьшее расхождение в эпицентральном расстоянии (чуть более 5°), при этом точки отражения *PKiKP* на поверхности внутреннего ядра расположены на расстоянии 173 км. У этой пары трасс наблюдаются идентичные коды *PKiKP* как в фазе роста, так и в фазе спада. У двух оставшихся пар код *PKiKP* наблюдается существенное различие в фазе роста, при этом градиенты спада после максимума коды *PKiKP* практически идентичны. У пары (рис. 7б) STS–COL и LNTS–YKA разность расстояний составляет 14°, точки отражения разнесены на 47 км, а у пары (рис. 7в) STS–LON и LNTS–PDAR расстояния различаются на 12°, а точки отражения разделяют 17 км. Эти наблюдения подтверждают модельные представления о форме коды *PKiKP*, в соответствии с которыми форма фазы роста определяется преимущественно геометрическим расхождением или эпицентральным расстоянием, в то время как фаза спада формируется во внутреннем ядре Земли и определяется его затуханием. Как видно из рис. 7, коды, сформированные в одном и том же регионе внутреннего ядра, характеризуются близкими градиентами спада коды *PKiKP*.

Необходимо отметить, что приведенные на рисунке коды *PKiKP* были получены без учета возможного влияния предыдущих, связанных со структурными особенностями в коре и мантии

фрагментов коды. Это обстоятельство указывает на отсутствие необходимости в учете таких эффектов. Кроме того, представленная методика восстановления формы коды дает эффективный инструмент разделения фаз роста и спада коды *PKiKP*, что важно при аппроксимации обнаруженной формы коды модельной функцией. В частности, это позволяет избавить интерпретатора от волюнтаризма при выборе начала фазы спада, которое, например, было установлено "на глаз" равным десяти секундам после вступления *PKiKP* в работе [Leyton, Koper 2007].

Таким образом, использование α-шейп *k*-го порядка для восстановления формы коды *PKiKP* позволяет устранить часть неопределенностей при обработке данных, которые могут приводить к искажению искомой формы и, следовательно, повышать ошибку соответствующих оценок сейсмического затухания. Так, на стадии обнаружения коды *PKiKP* искажения ее формы могут происходить вследствие неоднозначного выбора длины окна усреднения и влияния родительской фазы. При аппроксимации обнаруженной формы модельной функцией увеличение ошибки может быть вызвано неправильным выбором времени начала фазы спада или длительности. Полагаем, что ключевым преимуществом использования α-шейп *k*-го порядка является отсутствие необходимости в выборе параметров обработки "на глаз".

ОЦЕНКА *Q*

Оценка *Q* проведена в соответствии с формализмом, развитым в работе [Aki, Chuet, 1975]. Предполагая, что кода формируется за счет однократно отраженных от случайно распределенных в среде неоднородностей, было получено уравнение, связывающее амплитуду коды A на частоте *f* в момент времени *t* с величиной затухания *Q*, обусловленной рассеянием:

$$A(f,t) = S(f)t^{-n}e^{-\pi ft/Q},$$

где *n* – геометрическое расхождение. Для коды волн *PKiKP* $n \approx 1$. Логарифмируя приведенное выше уравнение, получаем:

$$\ln(A(f,t) + \ln t = \ln(S(f)) - \pi ft/Q,$$

откуда следует, что величина *Q* может быть получена из коэффициента наклона $b = \frac{\pi f}{Q}$ линейной регрессии $\ln(A(f,t) + \ln t$ на *t*.

Полученные значения *Q* по спаду восстановленных гладких форм огибающих (рис. 4, рис. 6, рис. 7) на основе регрессионного анализа со средним значением $Q = 447 \pm 43$ приведены в табл. 2.

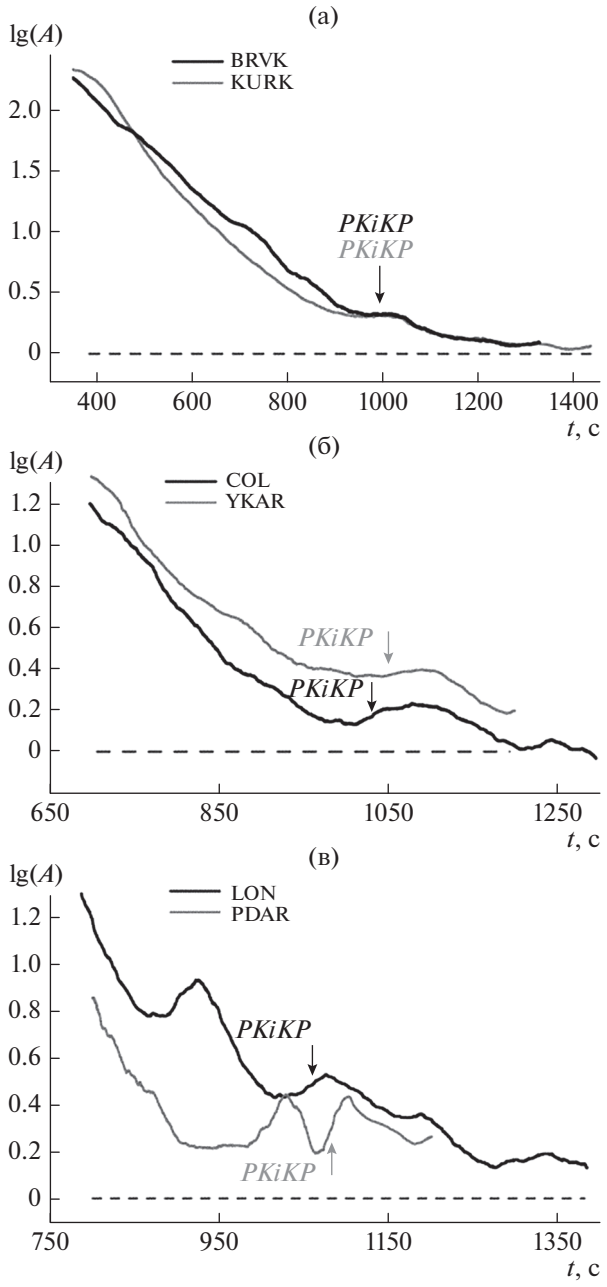


Рис. 7. Коды, восстановленные с помощью α-шейп *k*-го порядка для пар сейсмических трасс с близкими точками отражения *PKiKP* на поверхности внутреннего ядра Земли. Нулевой уровень по оси ординат соответствует среднему предшествующего сейсмического шума. Расчетные времена вступления *PKiKP* даны по модели PREM.

ВОЗМОЖНЫЕ МЕХАНИЗМЫ ФОРМИРОВАНИЯ И ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ КОДЫ

Механизм формирования коды *PKiKP* является предметом научной дискуссии, особенно в части вклада в затухание рассеяния и диссипации.

Таблица 2. Оценки Q для зондируемых областей внутреннего ядра

Код сейсмической станции или группы станций	Широта точки отражения, град	Долгота точки отражения, град	Эпицентральное расстояние, град	Q
BRVK	51.6	74.71	6.2	514
KURK	50.5	76.0	11.5	516
KEV	55.8	65	31.3	449
FINES	55.4	65.6	41.8	407
COL	57.4	145.5	59.9	448
YKA	75.9	116.4	73.8	455
ASAR	9.7	113.8	77.2	413
LON	74.3	118	82.1	423
PDAR	79.9	160.9	94.2	398

В терминах вариации механических параметров внутреннего ядра и свойств неоднородностей величина Q в пределах от 300 до 600 позволяет согласовать достаточно широкий спектр моделей рассеивающей среды в кровле внутреннего ядра.

Чтобы оценить, какими свойствами среды можно объяснить полученные значения Q и длительность коды, было рассчитано распределение энергии в коде (кодограмма) на частоте 2 Гц в среде со случайными неоднородностями фононным методом [Sanborn, 2015] и синтетические сейсмограммы осесимметричным спектрально-элементным методом AxisemV1.1 [Nissen-Meyer et al., 2014].

На рис. 8 показано распределение энергии в коде волны *PKiKP*, рассчитанной фононным методом, для модели верхней части внутреннего ядра со случайными неоднородностями с характерным размером 1 км и вариацией скорости продольных волн 1.5%, из которого следует, что длительность коды составляет 40–60 с и имеет тенденцию к уменьшению на малых эпицентральных расстояниях. Если не принимать во внимание затухание за счет неупругих свойств среды, то длительность коды увеличивается до 150 с.

Для полученных в данной работе величины $Q \sim 450$ и длительности фазы спада огибающей 30–50 с мы провели также расчеты синтетических сейсмограмм на эпицентральных расстояниях 5°–90° для глубинного источника взрывного типа ($H = 500$ км) в стандартной модели Земли ak135 и в модифицированных с неоднородностями в кровле внутреннего ядра. Для моделирования использовался осесимметричный спектрально-элементный метод построения синтетически сейсмограмм AxisemV1.1 [Nissen-Meyer et al., 2014] с максимальной расчетной частотой 2 Гц. Вычисления проводились с использованием сверх- высокопроизводительных ресурсов Межведомственного суперкомпьютерного центра РАН на 1088 процессорных ядрах. Длительность счета для каждой тестовой модели около 18 ч с использованием процессоров с частотой 3.0 ГГц. Глубинный источник взрывного типа был выбран, чтобы исключить дополнительные колебания, связанные с влиянием свободной поверхности, земной коры и механизмом очага. Полученные сейсмограммы были отфильтрованы фильтром высоких частот и примерно соответствуют условиям расчета фононным методом для частоты 2 Гц.

Рассмотрены 4 модели с измененной по отношению к модели ak135 скоростью продольных волн путем введения неоднородностей в кровле внутреннего ядра Земли. В модели 1 (M1) случайные неоднородности, автокорреляционная функция которых не зависит от расстояния, расположены в верхних 100 км внутреннего ядра, а максимальная вариация скорости $\frac{\delta V}{V} < 4\%$. В модели 2 (M2) регулярные неоднородности размером 6×7 км расположены в шахматном порядке в верхних 100 км с максимальной вариацией скорости $\frac{\delta V}{V} < 1.5\%$. В модели 3 (M3) регулярные неоднородности размером 3×3.5 км расположены в шахматном порядке – в верхних 100 км с максимальной вариацией скорости $\frac{\delta V}{V} < 1.5\%$. Модель 4 (M4) аналогична M3, только толщина слоя с неоднородностями составляет 50 км. Наиболее характерные особенности коды на сейсмограммах для моделей M1 и M3 по сравнению со стандартной моделью ak135 показаны на рис. 9.

В среде с крупными неоднородностями (модель M2) частота коды волны *PKiKP* ниже, чем в среде с более мелкими неоднородностями (модели M3, M4). Длительность коды *PKiKP* преимущественно составляет 20 с на всех эпицентральных расстояниях при толщине зоны с неоднородно-

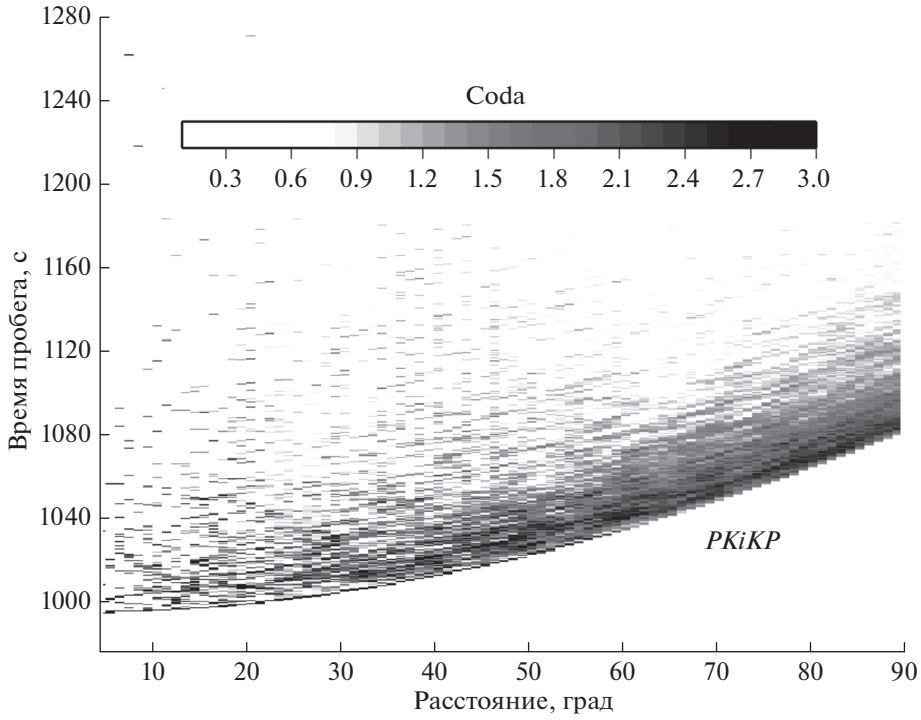


Рис. 8. Распределение энергии в коде волны *PKiKP*.

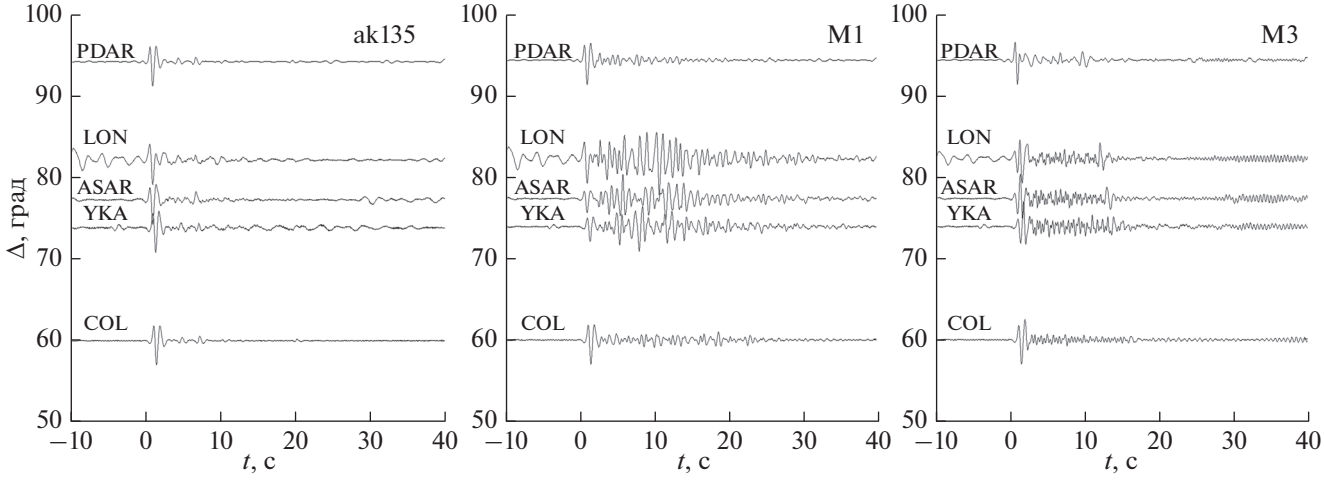


Рис. 9. Синтетические сейсмограммы в зоне волны *PKiKP* (50-секундное временное окно) для стандартной модели ak135 и моделей с неоднородностями (M1 – модель 1, M3 – модель 3) для различных эпицентральных расстояний. Сейсмограммы выровнены относительно вступления волны *PKiKP* и масштабированы на максимальную амплитуду волны *PKiKP*.

стями 100 км. При уменьшении толщины длительность коды *PKiKP* уменьшается. На эпицентральных расстояниях 70°–85° (рис. 9, M1) кода имеет типичную форму веретена с фазами роста и спада длительностью 20–30 с после вступления волны *PKiKP*. В модели M3 (рис. 9, M3) кода в течение примерно 15 с имеет слабо меняющуюся амплитуду колебаний. На эпицентральных расстояниях 6°–40° кода более выражена в моделях с регулярными неоднородностями, чем со случайными.

Наши результаты не противоречат исследованиям коды волн *PKiKP* от взрывов, зарегистрированных на сейсмической группе с большой апертурой (LASA) [Vidale, Earle 2000; Peng et al., 2008]. Наилучшее согласие теоретических сейсмограмм

(кодограмм) [Vidale, Earle, 2000], рассчитанных фононным методом в Борновском приближении, было достигнуто для модели среды во внутреннем ядре с 1.2% вариацией плотности и параметров Ламе и характерным размером неоднородности 2 км с экспоненциальной автокорреляционной функцией спектра мощности неоднородностей и диссипативной составляющей $Q_a = 360$. В другой работе [Peng et al., 2008] показано, что $Q \sim 500$ может соответствовать неоднородной среде с вариациями скорости порядка 1–3% и характерным размером рассеивающей неоднородности 1–4 км. Таким образом, затухание коды волн *PKiKP* происходит как за счет рассеяния на неоднородностях, так и за счет диссипации. В работе [Calvet, Margerin, 2008] в качестве механизма формирования коды рассмотрена среда со случайно ориентированными анизотропными блоками кристаллического железа, размеры которых для $Q = 450$ составляют 0.3–1 км.

Другая точка зрения на механизм затухания волн во внутреннем ядре обосновывается в работе [Cormier, Li, 2002], в которой уширение импульса волны PKP_{DF} связывают только с фактором рассеивания в случайной среде с 8% вариацией скорости продольных волн и размером неоднородности 10 км. Полученные нами данные не поддерживают этот вывод и указывают примерно на равный вклад в затухание волн *PKiKP* как за счет рассеяния, так и за счет неупругих свойств.

ВЫВОДЫ

1. На основе анализа огибающей коды отраженных от поверхности внутреннего ядра Земли волн *PKiKP*, возбужденных ядерными взрывами, и с использованием технологии альфа-шейп восстановления гладких кривых получены оценки фактора затухания $Q = 447 \pm 43$ для девяти областей под Арктикой, Центральной Азией и Юго-Восточной Азией.

2. Механизм формирования коды с полученным значением Q может быть обусловлен случайными неоднородностями в верхней части внутреннего ядра с характерным линейным размером 1–4 км и вариациями скорости продольных волн порядка 1–3%

3. Показана эффективность применения метода альфа-шейп для построения гладкой огибающей коды волны *PKiKP* по сравнению со скользящим средним.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследования выполнены в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования (тема АААА-А19-119022090015-6).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Адушкин В.В., Овчинников В.М. О мозаичности отражающих свойств поверхности внутреннего ядра Земли // Докл. РАН. 2004. Т. 397. № 6. С. 815–817.

Овчинников В.М., Краснощеков Д.Н., Каазик П.Б. Новое представление о границе между внешним и внутренним ядром Земли // Докл. РАН. 2007. Т. 417. № 3. С. 389–392.

Aki K., Chouet B. Origin of coda waves: source attenuation and scattering effects // J. Geophys. Res. 1975. V. 80. P. 3322–3342.

Attanayake J., Cormier V., de Silva S. Uppermost inner core seismic structure – new insights from body waveform inversion // Earth Planet. Sci. Lett. 2014. V. 311. P. 49–58.

Calvet M., Margerin L. Constraints on grain size and stable iron phases in the uppermost inner core from multiple scattering modeling of seismic velocity and attenuation // Earth Planet. Sci. Lett. 2008. V. 267. № 1. P. 200–212.

Koper K., Franks J., Dombrovskaya M. Evidence for small-scale heterogeneity in Earth's inner core from a global study of *PKiKP* coda waves // Earth Planet. Sci. Lett. 2004. V. 228. № 3. 227–241.

Krasnoshchekov D., Polishchuk V. k-Order alpha-hulls and alpha-shapes // Information Processing Letters. 2014. V. 114. № 1–2. P. 76–83.

Krasnoshchekov D., Kaazik P., Ovtchinnikov V. Seismological evidence for mosaic structure of the surface of the Earth's inner core // Nature. 2005. V. 435. P. 483–487.

Krasnoshchekov D., Polishchuk V. Robust curve reconstruction with k-order α-shapes // IEEE Shape modelling. 2008. V. 4. P. 279–280.
https://doi.org/10.1109/SMI.2008.4548006

Leyton F., Koper K. Using *PKiKP* coda to determine inner core structure: 2. Determination of Q_c // J. Geophys. Res. 2007. V. 112(B5). B05317.
https://doi.org/10.1029/2006JB004370

Li X., Cormier V. Frequency-dependent seismic attenuation in the inner core. 1. A viscoelastic interpretation // J. Geophys. Res. 2002. V. 107(B12). P. 2361.
https://doi.org/10.1029/2002JB001795

Nikkilä M., Polishchuk V., Krasnoshchekov D. Robust estimation of seismic coda shape // Geophys. J. Int. 2014. V. 197. P. 557–565.

Nissen-Meyer T., van Driel M., Stähler, S.C., Hosseini K., Hempel S., Auer L., Colombi A., Fournier A. AxiSEM: Broadband 3-D seismic wavefields in axisymmetric media // Solid Earth. 2014. V. 5. № 1. P. 425–445.
https://doi.org/10.5194/se-5-425-2014

Oreshin S., Vinnik L. Heterogeneity and anisotropy of seismic attenuation in the inner core // Geophys. Res. Lett. 2004. V. 31. L0261.

Peng Z., Koper K., Vidale J., Leyton F. Shearer P. Inner-core fine-scale structure from scattered waves recorded by LASA // J. Geophys. Res. 2008. V. 113(B9). B09312.
https://doi.org/10.1029/2007JB005412

Poupinet G., Kennett B. On the observation of high frequency PKiKP and its coda in Australia // Phys. Earth Planet. Inter. 2004. V. 146. № 3. P. 497–511.

Sanborn C.J. Radiative3D. 2015. http://rainbow.phys.uconn.edu/geowiki/Radiative3D

Vidale J., Earle P. Fine-scale heterogeneity in the Earth's inner core // Nature 2000. V. 404. P. 273–275.

Wu W., Irving J. Using PKiKP coda to study heterogeneity in the top layer of the inner core's western hemisphere // Geophys. J. Int. 2017. V. 209. P. 672–687.

Mechanical *Q*-Factor in the Earth's Upper Inner Core Inferred from *PKiKP* Coda Waves

D. N. Krashoshchekov[a, †], V. M. Ovtchinnikov[a, *], and O. A. Usoltseva[a, **]

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

**e-mail: ovtch1@yandex.ru*

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

Based on the alpha-shape computer-graphics analysis of coda envelope of nuclear explosions reflected from the inner core boundary (*PKiKP*), estimates of the mechanical *Q*-factor are obtained for nine reflection regions beneath the Arctic, Central, and Southeast Asia with average $Q = 447 \pm 43$. The coda formation mechanism can be associated with the inhomogeneities in the upper part of the inner core with a characteristic linear size of 1–4 km and variations in *P*-wave velocity on the order of 1–3%.

Keywords: *Q*-factor, inner core, alpha-shape, *PKiKP* wave

ФИЗИКА ЗЕМЛИ, 2021, № 5, с. 30–40

УДК 550.347

СКОРОСТНОЕ СТРОЕНИЕ ЛИТОСФЕРЫ ХИБИНСКОГО И ЛОВОЗЕРСКОГО МАССИВОВ (СЕВЕРО-ВОСТОЧНАЯ ЧАСТЬ БАЛТИЙСКОГО ЩИТА) МЕТОДОМ ФУНКЦИИ ПРИЕМНИКА

© 2021 г. А. Г. Гоев[1, *], И. А. Санина[1], С. И. Орешин[2], Р. А. Резниченко[1], С. А. Тарасов[1], А. В. Федоров [3]

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

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

[3]Кольский филиал Федерального исследовательского центра "Единая геофизическая служба РАН", г. Апатиты, Россия

*****E-mail: andr.goev@gmail.com*

Поступила в редакцию 21.04.2021 г.
После доработки 26.04.2021 г.
Принята к публикации 30.04.2021 г.

В работе исследуется скоростная структура литосферы Хибинского и Ловозерского массивов, расположенных в северо-восточной части Балтийского щита. Эти структуры входят в восьмерку крупнейших щелочных интрузий мира и широко известны своей уникальной минералогией. Для восстановления скоростного строения земной коры и верхней мантии под ними до глубин порядка 300 км был применен метод *P*- и *S*-приемных функций (*PRF* и *SRF*) на основе данных об удаленных землетрясениях, зарегистрированных широкополосными сейсмическими датчиками на станциях Апатиты (APA) и Ловозеро (LVZ). Чтобы выявить возможные различия скоростного строения между Хибинским и Ловозерским массивами, а также структурой Балтийского щита, данные для каждой из станций были разделены на две группы: первая – содержит записи обменных волн, сформировавшиеся в пределах ближайшего к станции интрузивного тела; вторая – вне интрузивного тела, т.е. в пределах щита. Сформированные таким образом четыре набора данных обрабатывались раздельно. Результаты моделирования не выявили существенных различий между анализируемыми структурами. Для моделей, соответствующих строению щита, определена резкая граница кора–мантия на глубине 40 км, подобное строение зоны Мохо установлено для района Хибинского массива. Граница кора–мантия в районе Ловозерского массива носит градиентный характер, с границей Мохо на глубине порядка 48 км. Для всех исследуемых структур скорости поперечных волн в верхней мантии незначительно выше стандартных по модели IASP91, зона пониженных скоростей в верхней мантии определяется на глубинах от 90 до 140 км. С целью выявления возможных аномалий на границах зоны фазовых переходов 410 и 660 км все рассчитанные *PRF* были суммированы. Определенные таким образом времена запаздывания обменных волн от этих границ несколько меньше стандартных значений относительно модели IASP91 и находятся в пределах ожидаемых величин для древних тектонических структур.

Ключевые слова: сейсмология, функции приемника, поперечные волны, земная кора, верхняя мантия, литосфера, Балтийский щит, Арктика.

DOI: 10.31857/S0002333721050069

ВВЕДЕНИЕ

Изучаемый регион расположен на северо-востоке Балтийского щита и широко известен своей уникальной геологией и, в особенности, своими массивными палеозойскими интрузиями (рис. 1). Согласно государственному докладу о состоянии и использовании минерально-сырьевых ресурсов Российской Федерации, в 2019 г. 97.6% объема добытых редкоземельных элементов обеспечили апатит-нефелиновые руды, добытые на месторождениях Мурманской области в пределах Хибинского и Левозерского плутонов [Министерство...,, 2020]. Относительная легкодоступность содержащегося в них минерального сырья и наличие множества обнажений горных пород позволяют проводить активные геологические и минералогические исследования, а также стимулирует развитие горнопромышленного комплекса. Вместе с тем, формирование подобных структур до сих пор остается под вопросом. Высказываются предположения о мантийной природе содержащегося в них минерального сырья и возможной связи

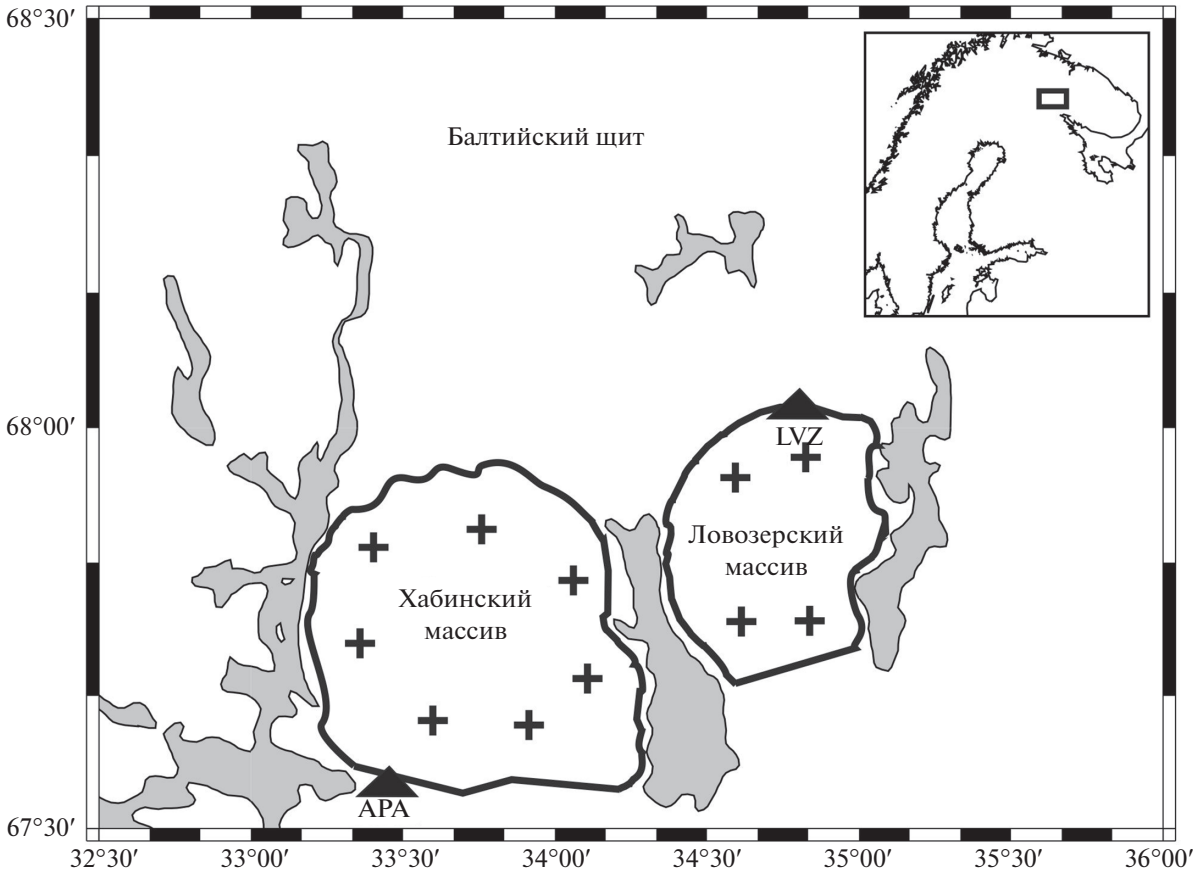


Рис. 1. Схема района исследования и основные магматические комплексы – Хибинский и Ловозерский массивы. На врезке область исследования показана черным прямоугольником. Треугольниками обозначены сейсмические станции Апатиты и Ловозеро.

процессов формирования плутонов с плюмовыми явлениями [Kogarko et al., 2010].

В течение XX и начале XXI в. проводились междисциплинарные исследования по комплексной реконструкции процесса формирования Хибинского и Левозерского плутонов и создания скоростных моделей строения этих комплексов. Были проведены многочисленные петрографические и минералогические исследования, описывающие около 500 различных минералов и пород плутонов [Елисеев и др., 1937; Коробейников, Павлов, 1990; Pakhomovsky et al., 2002; Yakovenchuk et al., 2010; и др.]. Основным источником геохронологических данных является изотопный анализ пород массивов [Kramm et al., 1993; Kramm, Kogarko, 1994; Amelin, Zaitsev, 2002; Баянова, 2004; Rukhlov, Bell, 2010; Wu et al., 2010; и др.]. В число геофизических методов исследований района входят площадные магнитные и гравитационные съемки. Количество работ, посвященных глубинному строению плутонов относительно невелико, наиболее значительными из них являются [Dricker et al., 1996; Егорова, Павленкова, 2015].

В работе [Dricker et al., 1996] методом продольных функций приемника были получены модели земной коры до границы Мохо. Для этих целей была проанализирована выборка из более чем пятисот оцифрованных аналоговых сейсмограмм телесейсмических событий, зарегистрированных с 1977 г. сейсмической станцией APA (“Апатиты”) (установленной в начале 1960-х гг.). Исследование также включало данные сейсмической станции LVZ (“Ловозеро”) (установленной в 1992 г.). Полученные модели показали скоростную структуру земной коры и характеристики слоя Мохо. Также в работе произведены первые оценки зоны фазовых переходов верхней мантии 410 и 660 км изучаемой области.

Единственным источником данных о скоростном строении подкоровой части литосферы исследуемого региона в настоящий момент являются данные глубинного сейсмического зондирования (ГСЗ). В 1986 г., с использованием химических и ядерных взрывов, был отработан сверхдлинный профиль Мурманск–Кызыл (“Кварц”), общей протяженностью 4300 км, проходящий через изучаемую область. Из-за того, что Хибинский мас-

сив находится вблизи северной оконечности профиля, максимальная глубина просвечивания составляет 120–130 км.

Целью представленной работы является исследование скоростной структуры земной коры и верхней мантии северо-восточной части Балтийского щита по данным широкополосных станций Апатиты и Ловозеро (рис. 1). Полученные скоростные модели, возможно, позволят выявить возможные различия в скоростном строении Хибинского и Ловозерского плутонов, а также установить их связь с глубинными мантийными процессами.

ИСТОРИЯ ФОРМИРОВАНИЯ И ГЕОЛОГИЧЕСКАЯ ОБСТАНОВКА ИЗУЧАЕМОГО РАЙОНА

Основным источником магматической активности Кольского полуострова является зона Лапландско-Кольско-Беломорской коллизии, которая рассматривается как высокопроницаемый подвижный пояс между Мурманским и Карельским архейскими кратонами [Митрофанов, 2001; Самсонов и др., 2001; Слабунов, 2008]. Основные структуры северо-восточной Фенноскандии сформировались около 1.8 млрд лет назад. С тех пор регион находился в стабильном амагматическом состоянии вплоть до активизации интенсивных плюм-литосферных процессов в позднем палеозое (девон–карбон), что привело к образованию Кольской щелочной провинции [Арзамасцев и др., 2013].

Хибинский и Ловозерский плутоны – магматические комплексы северо-восточной части Балтийского щита, сложенные ультрамафно-щелочными породами. Массивы представляют собой уникальные многофазные структуры, образованные метаморфическими породами Архейского возраста, а также мантийными расплавами. В формировании Хибинского и Ловозерского плутонов можно выделить три характерные стадии: стадия кальдерообразования (405–380 млн лет назад) с частичным субщелочным вулканическим наполнением, основная вулканическая стадия (380–360 млн лет назад) и заключительная стадия (370–360 млн лет назад).

Стадия кальдерообразования соответствует серии разломов неоархейского комплекса (гранодиорит, тоналит, тронджемит) и одновременному подъему по ним ультрамафитовых и щелочных расплавов, образующих Курганскую интрузию, которую называют начальной стадией палеозойской тектономагматической реактивации региона [Arzamastsev et al., 1999].

В ходе основной вулканической стадии произошло формирование кольцевой разломной системы и просадка Хибинского и Ловозерского котлов. В Хибинской и Ловозерской кальдерах сформировались многофазные комплексы ультрамафно-щелочных интрузий с карбонатитами. Завершающая стадия формирования соответствует образованию дайковых роев и диатермий щелочных пикритов, кимберлитов, мелилититов и меланефелинитов.

Исследования [Арзамасцев и др., 2013] установили наличие разделяющего экрана между Хибинским и Ловозерским массивами, скорость сейсмических волн в которых соответствует гранито-гнейсовому составу слагающих пород. Результаты магнитной съемки подтверждают отсутствие петрофизических характеристик нефелиновых сиенитов в зоне сопряжения. Эти данные позволяют предположить, что плутоны автономны до глубины, по меньшей мере, 12.5 км и при формировании, вероятно, имели различные источники питания.

Хибинская интрузия имеет коническую кольцевую структуру, которая сохраняется до глубины 12.5 км. В интервале 5–11 км ее тело сужается, переходя в древний питающий канал диаметром в несколько километров на глубине более 12 км. Его центр смещается на восток в сторону Ловозерского плутона относительно расположения Хибинского на дневной поверхности [Арзамасцев и др., 2013].

ДАННЫЕ И АНАЛИЗ

В работе были использованы сейсмические данные двух широкополосных сейсмических станций Апатиты (APA) и Ловозеро (LVZ) начиная с 2000 г. Станция Ловозеро оснащена датчиком Streckeisen STS-1 с периодом 360 с. Регистрация на станции Апатиты в период с 2000 по 2010 гг. велась с использованием широкополосного датчика Guralp CMG-3T с периодом 120 с, а начиная с 2010 г. с использованием датчика Guralp CMG-3ESPC с периодом 60 с. Обе станции являются постоянными, установленными Геофизической службой РАН с соблюдением необходимых требований к условиям размещения сейсмологического оборудования.

Для восстановления глубинного строения земной коры и верхней мантии исследуемой области был применен метод функций приемника [Vinnik, 1977; Farra, Vinnik, 2000]. Он активно используется при решении задач восстановления глубинного скоростного строения регионов с различным геодинамическим режимом по данным, в том числе одиночных широкополосных сейсмических станций (например, [Schneider et al., 2019; Xuelei et al., 2021]). Метод обычно разделяют на две составляющие, по типам анализируемых обменных фаз – *P*-функция приемника (или *PRF*) использует обменные и кратные волны *P*–*S* (P_s)

и, соответственно, *S*-функция приемника (или *SRF*), использующая обменные и кратные волны *S*–*P* (S_p). Эффективно дополняя друг друга, вместе они позволяют получить устойчивый скоростной разрез земной коры и верхней мантии. Использование только *PRF* сопряжено с рядом проблем и, в первую очередь, с риском ложного обнаружения слабоконтрастных мантийных границ. Это связано с тем, что амплитуда обменной волны от сейсмической границы зависит, в первую очередь, от контраста скоростей в выше- и нижележащих слоях. В общем случае скорости в мантии меняются не слишком резко и генерируют обменные волны малых амплитуд. Эти фазы наблюдаются на сейсмограмме позже прихода первых обменных и кратных волн от контрастных границ в коре и существенно зашумляются последними. С целью преодоления этой проблемы в 2000 г. в работе [Farra, Vinnik, 2000] была предложена методика *SRF*. Ее главным преимуществом является то, что обменные волны S_p наблюдаются на сейсмограмме раньше прихода первой поперечной волны, и, как следствие, волновая картина не осложнена многократными колебаниями. Более того, чем глубже находится граница обмена, тем раньше на сейсмограмме будет наблюдаться обменная волна от нее.

Для получения индивидуальных функций приемника мы использовали подход, многократно апробированный и детально описанный в литературе [Farra, Vinnik, 2000; Vinnik, 1977]. По этой причине мы кратко остановимся только на наиболее важных аспектах методики. В первую очередь, сейсмические события отбираются в соответствии с эпицентральными расстояниями. Для *PRF* источники возбуждений должны находиться в диапазоне расстояний 40°–100° от приемников, для *SRF* – 60°–100°. Такие удаления обеспечивают, с одной стороны, достаточную глубину проникновения сейсмических волн для исследования верхней мантии, а с другой – позволяют избежать “зоны тени”. Для получения параметров анализируемых событий (а именно – времени в очаге, глубины и координат) использовался каталог CMT (Global Centroid Moment Tensor Catalog) [Dziewonski et al., 1981; Ekstrom et al., 2012]. Также эмпирически установлено, что события с магнитудой 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.

Дальнейший процесс получения функции приемника, в существенной степени, стандартизован. В случае *PRF* он включает три этапа. Первый – перевод трехкомпонентной (*Z*, *N*, *E*) записи *P*-волн от землетрясения в лучевую систему координат (*L*, *Q*, *T*) вращением, где *L*-компонента соответствует главному направлению движения в продольной волне, а *Q* и *T* соответствуют *SV*- и *SH*-компонентам. Второй этап – это деконволюция *L*-, *Q*-, *T*-компонент в предположении, что *L*-компонента является функцией источника, то есть с точностью до нормирующего коэффициента определяется формой *P*-волны, подошедшей к подошве исследуемой структуры под сейсмической станцией, и минимально зависит от самой структуры. То есть *L*-компонента в результате деконволюции приближается к стандартному импульсному источнику типа дельта функции. Третий этап – это суммирование всего набора *L*-, *Q*-, *T*-компонент после деконволюции с целью увеличения отношения сигнал/шум. *Q*-компоненту, полученную таким образом, принято называть наблюденной *PRF*. Расчет индивидуальных *SRF* производится аналогично. В первую очередь выполняется переход в лучевую систему координат *LAB*, где *L* соответствует направлению движения в обменных *P*-волнах, *A* – направлению поляризации в падающей *S*-волне, *B* – ортогонально плоскости *L*–*A*. Вторым этапом производится деконволюция *L*-, *A*- и *B*-компонент на функцию источника в предположении, что она записана на *A*-компоненте. Суммирование *SRF* производится с учетом весовых коэффициентов за уровень шума на каждой из трасс и за отклонение поляризации падающей *S*-волны от плоскости *P*–*SV*. Подробно механизм расчета этих коэффициентов разобран в работе [Vinnik et al., 2016]. В результате применения описанных выше процедур для станции LVZ было получено 220 индивидуальных *PRF* и 147 индивидуальных *SRF*; для станции APA – 232 и 122 соответственно.

Одним из важных преимуществ *PRF* является возможность исследования переходной зоны мантии на глубинах 410–660 км. Чтобы получить времена задержки между обменными волнами *P*–*S* на границах 410 и 660, индивидуальные *PRF* были суммированы с поправками на время вступления (построен стек). Эти поправки предназначены для компенсации зависимости времен пробега обменных фаз от эпицентральных расстояний. Суммированные трассы построены для набора пробных глубин в интервале от 0 до 800 км. Поскольку LVZ и APA расположены относительно близко друг к другу (рис. 1), мы объединили все 452 *PRF*, чтобы надежно определить времена задержки фаз P410s и P660s (рис. 2). Наши оценки наблюденных времен вступления фаз P410s и P660s составляют 43.6 и 67.6 с соответственно.

Как уже отмечалось, *SRF* являются эффективным инструментом выявления сейсмических границ в верхней мантии. Для уверенного выявления и анализа мантийных фаз, также как и для *PRF*, индивидуальные трассы *SRF* для обеих сейсмических станций были суммированы в стек (рис. 3).

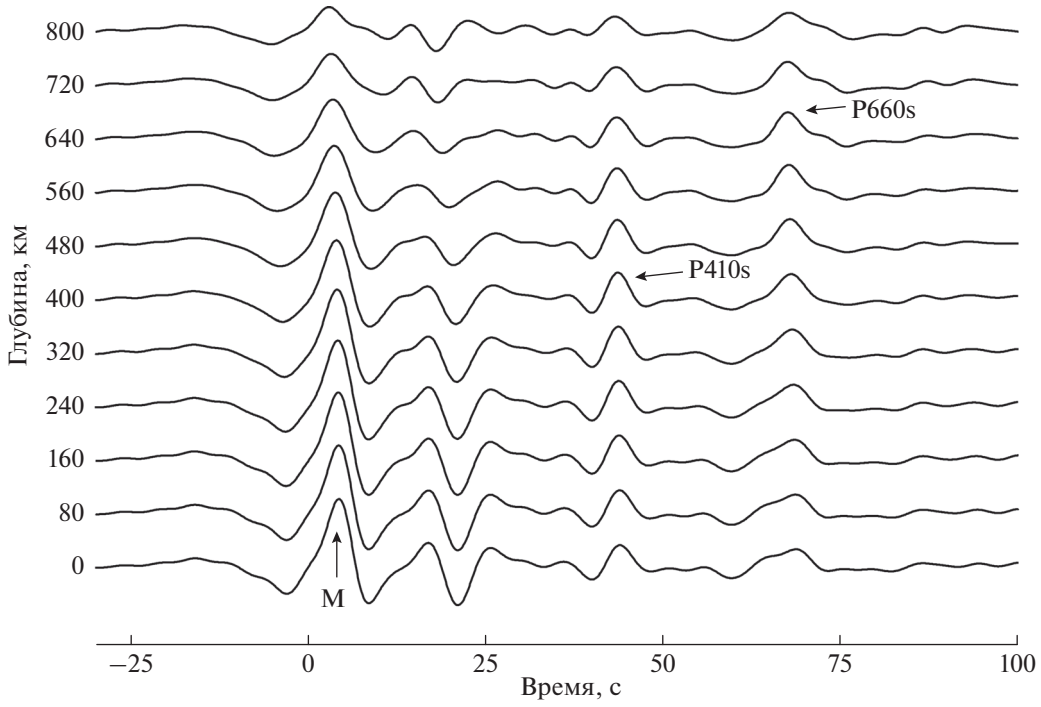


Рис. 2. Стек индивидуальных *PRF* по всему набору данных обеих станций APA и LVZ. Стрелками указаны обменные волны границы Мохо и зоны фазовых переходов 410–660 км.

Трассы построены для пробных значений дифференциальной медленности в интервале от 0 до 1.0 с/град. Чем глубже граница обмена той или иной фазы, тем выше требуемое значение дифференциальной медленности. Среднеквадратичное значение шума по всем трассам составляет 0.0034. На стеке отчетливо видны основные целевые фазы – коро-мантийный переход (*M*), граница литосферы–астеносферы (*LAB*), Леманн (*L*) и граница 410 км. Амплитуды *LAB* и *L* равны 0.0158 и 0.0151 соответственно. Эти значения более чем в четыре раза превышают уровень шума, что позволяет сделать вывод об их отчетливом обнаружении.

ИНВЕРСИЯ

Для восстановления скоростных разрезов использовалась совместная инверсия *PRF* и *SRF* в предположении латерально однородной и изотропной Земли в районе станции. Поиск оптимальных моделей проводится с использованием алгоритма Левенберга–Марквардта [Press et al., 2007]. Синтетические функции приемника вычислялись с использованием матричного алгоритма Томсона–Хаскелла [Haskell, 1962]. Преобразование к “плоской” Земле применялось согласно Бисвасу [Biswas, 1972]. Плотность определяется скоростью продольной волны по закону Берча [Birch, 1961]. Для получения скоростных моделей генерируется множество случайных пробных моделей. Они состоят из тринадцати слоев; свободными параметрами являются: скорость поперечной волны, отношение *Vp*/*Vs* и мощность каждого слоя. Для стабилизации инверсии скорости на глубине 300 км фиксируются на значениях согласно IASP91 [Kennett, Engdahl, 1991]. Дополнительными инвертируемыми параметрами, наряду с *PRF* и *SRF*, являются невязки времен пробега фаз 410 и 660 км в верхней мантии для продольных и поперечных волн относительно модели IASP91 (Δtp и Δts). Эти параметры рассчитывались по методике, приведенной в работе [Vinnik et al., 2016]. Для получения окончательного распределения варьируемых параметров пространство параметров модели было разбито на ячейки. Окончательное решение представлено как область сгущения минимизированных случайных исходных моделей, синтетические *PRF* и *SRF* от которых лучше всего соответствуют наблюденным данным. Полученные апостериорные функции распределения визуализируются с использованием цветовой палитры. Выделяются те ячейки, через которые прошло наибольшее количество отобранных минимизированных пробных моделей. Использованный механизм получения решения обратной задачи подробно описан в работе [Алешин, 2021].

Известно, что функции приемника, состоящие из обменных и кратных волн, характеризуют скоростную структуру того района, где они сформировались. Чтобы сопоставить между собой

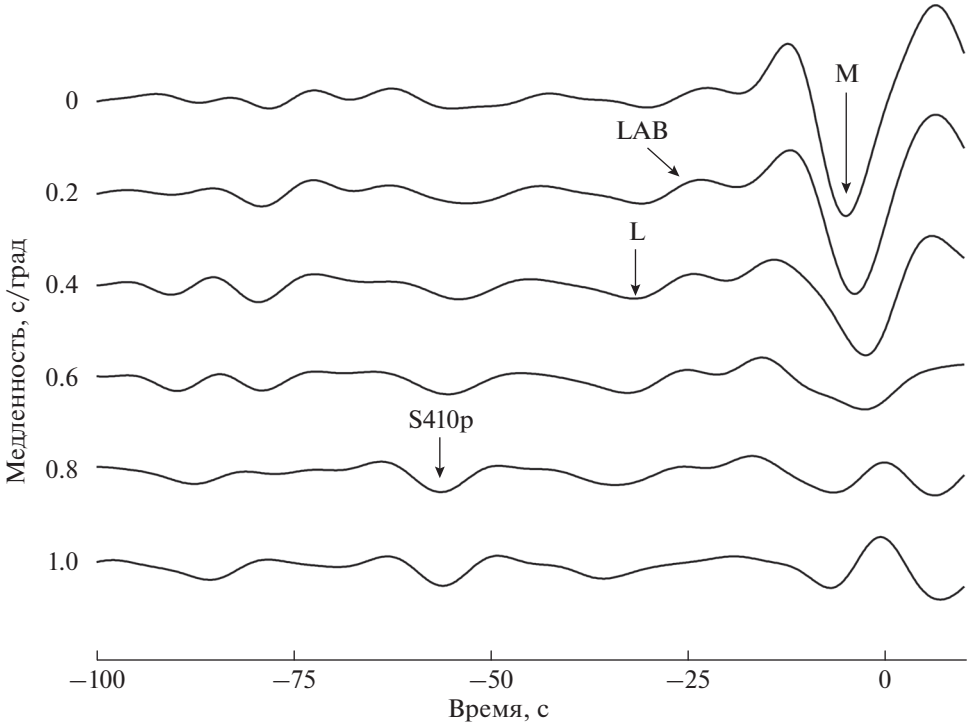


Рис. 3. Стек индивидуальных *SRF* по всему набору данных обеих станций APA и LVZ. Стрелками указаны обменные волны границы Мохо (M), литосферы–астеносферы (LAB), Леманн (L) и 410 км.

скоростные структуры областей Хибинского и Ловозерского массивов, а также сравнить их со структурой близлежащей части Балтийского щита, рассчитанные индивидуальные *PRF* и *SRF* для каждой из станций были разделены на два комплекта. Первый – с точками обмена внутри плутонов, второй – вне их. Разделение производилось на основе азимутального распределения использованных при обработке событий (рис. 4) и относительного расположения сейсмических станций и изучаемых интрузий. Тем самым было сформировано четыре комплекта данных, которые инвертировались раздельно. В группе функций приемника, характеризующих Хибинский массив, содержится 139 индивидуальных *PRF* и 65 *SRF*; Ловозерский массив – 60 *PRF* и 49 *SRF*; Балтийский шит по данным станции APA – 93 *PRF* и 57 *SRF*; Балтийский шит по данным станции LVZ – 160 *PRF* и 98 *SRF*. Для каждого подмножества данных было рассчитано 15000 случайных пробных моделей. Для получения окончательных скоростных разрезов было выбрано порядка 1% моделей из каждого комплекта, которые лучше всего соответствуют наблюдаемым данным (рис. 5).

Структура земной коры характеризуется градиентным увеличением скоростей поперечных волн с 3.2 до 3.9 км/с для всех полученных моделей, кроме модели области Хибинского массива (рис. 5б), скоростная структура которого демонстрирует почти стабильную *Vs*, близкую к 3.8–3.9 км/с. Отличительной особенностью этой модели также является зона пониженных скоростей на глубине от 5 до 11 км, где *Vs* уменьшается с 3.7 до 3.4 км/с. Граница Мохо для моделей, характеризующих Балтийский щит и Хибинский массив (рис. 5б, 5в, 5г), представляет собой единый раздел на глубине 40 ± 1 км. В модели, относящейся к Ловозерскому массиву, граница Мохо менее контрастна и залегает на глубине порядка 48 км (рис. 5а). В структуре верхней мантии наблюдаются несколько увеличенные (≈2%), по сравнению с моделью IASP91, скорости поперечных волн. Наиболее яркой особенностью строения мантии является наличие зоны пониженных скоростей на глубинах 90–140 км.

ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Анализ записей телесейсмических событий, зарегистрированных на широкополосных сейсмических станциях APA и LVZ, позволяет сделать некоторые выводы о глубинном скоростном строении северо-восточной части Балтийского щита. Наблюденные, на основе *PRF*, времена вступлений P410s и P660s (43.6 и 67.6 с соответственно) на 0.4 с меньше, чем предсказывает референтная модель IASP91, что указывает на незначительное увеличение скоростей в верхней мантии, являющееся характерным для древних

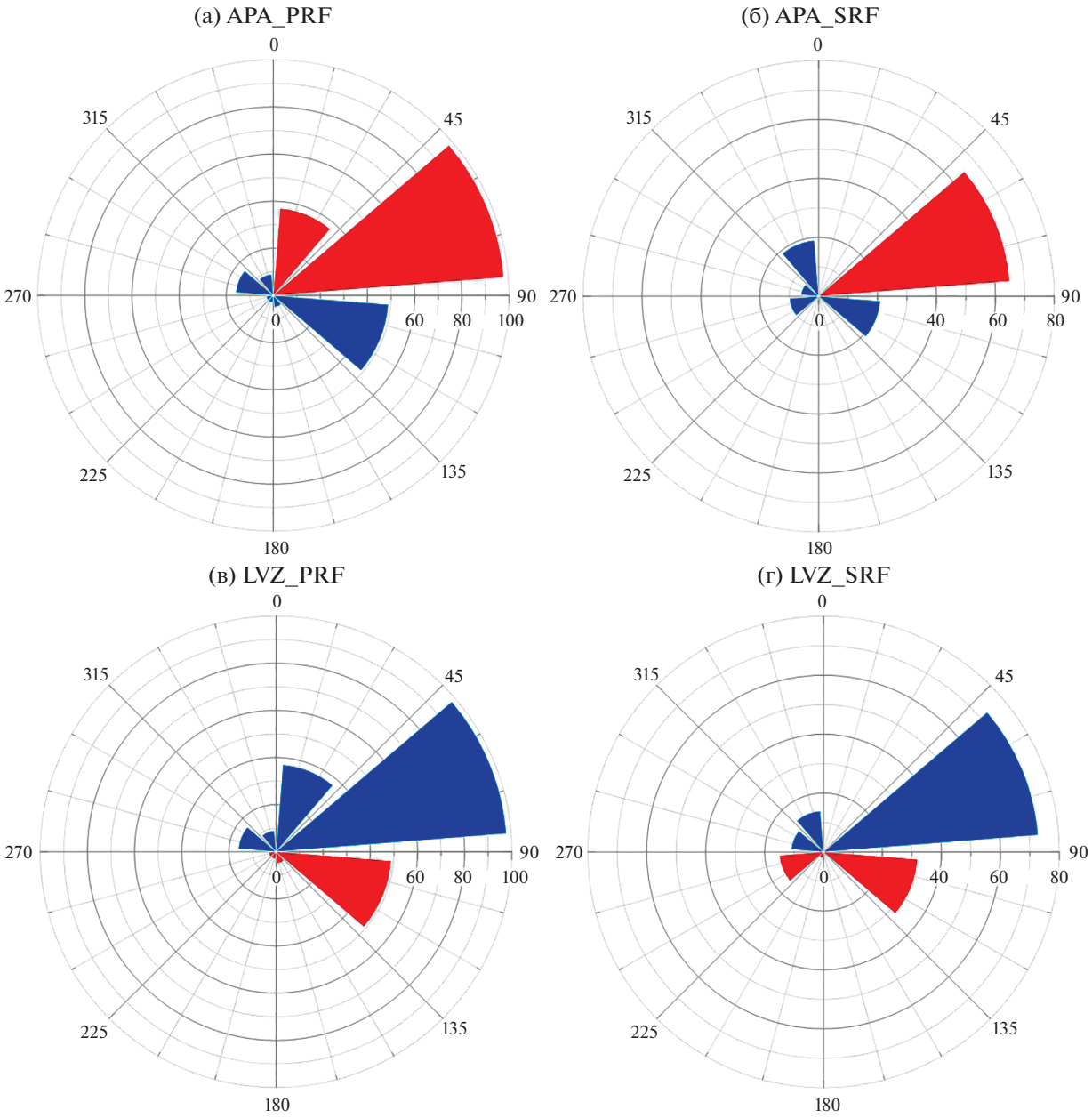


Рис. 4. Азимутальная схема использованных телесейсмических событий для расчета *PRF* (а), (в) и *SRF* (б), (г) для станций APA и LVZ соответственно. По осям отложены бэказимуты событий и количество индивидуальных функций приемника. Красным цветом выделены сектора, функции приемника которых характеризуют районы интрузий (Хибинской по данным станции APA, Ловозерской по данным станции LVZ), синие – Балтийского щита.

тектонических структур, таких как Балтийский щит [Artemieva, 2009].

В строении коры Хибинской интрузии на глубинах 5–11 км выявляется слой пониженных скоростей. С учетом взаимного расположения сейсмической станции APA и Хибинского массива, а также показанного в более ранних исследованиях смещения тела массива в сторону Ловозерской интрузии [Арзамасцев и др., 2013], можно предположить, что обменные волны с глубины более 5 км, образующие *PRF* и *SRF*, с большой вероятностью характеризуют скоростную структуру Балтийского щита, а не изучаемого массива. Это предположение подтверждается согласованием скоростных моделей, характеризующих структуру щита и Хибинского массива на основе данных станции APA, начиная с глубины 5 км (рис. 5б, 5г).

На всех моделях выявляется градиентное увеличение скоростей в земной коре. Коромантийный переход на глубине 40 ± 1 км со скачком ско-

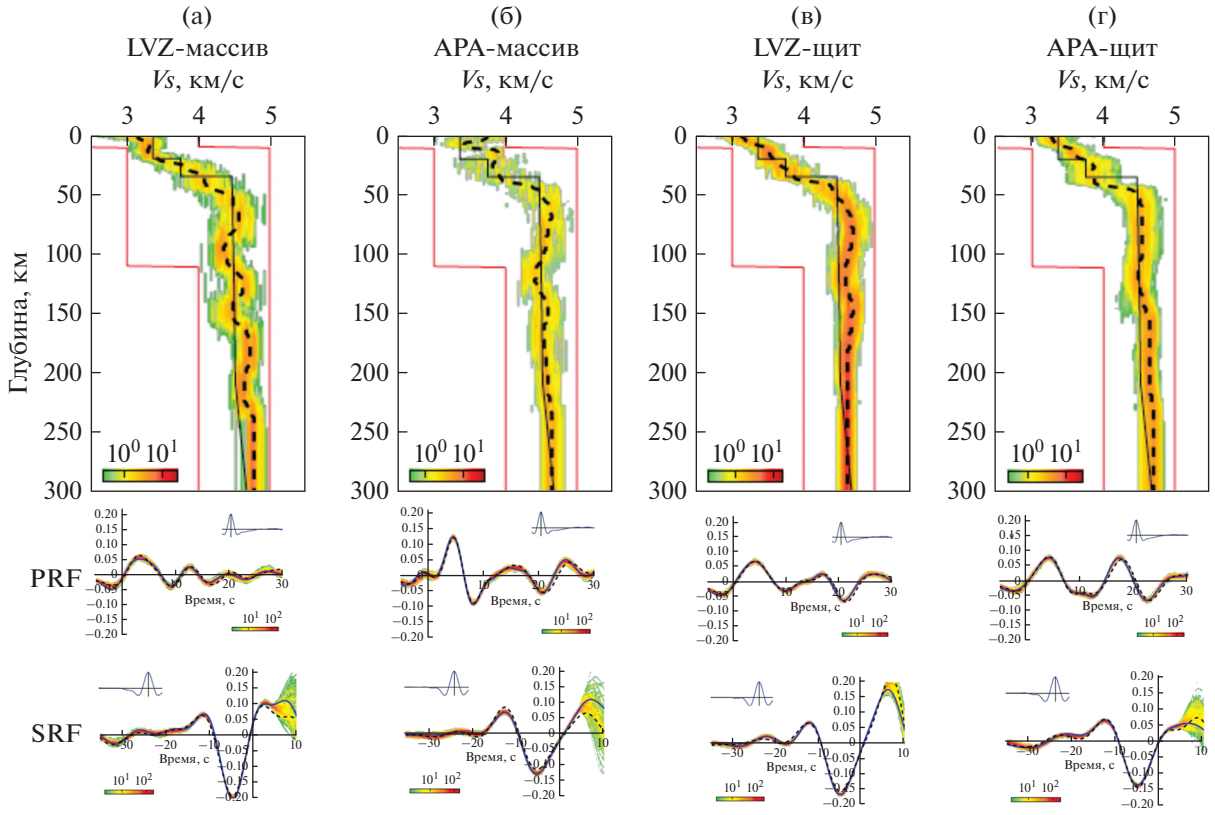


Рис. 5. Скоростные модели поперечных волн для станций APA и LVZ. Модели Ловозерского и Хибинского массивов – (а), (б); близлежащих областей Балтийского щита – (в), (г). Цветами показаны поля сгущения индивидуальных минимизированных случайных моделей. Пунктирными линиями показаны медианные модели. Красные линии обозначают границы формирования случайных начальных моделей. Черные линии представляют модель IASP91. Наблюдаемые *PRF* и *SRF* показаны синими линиями.

ростей *Vs* с 3.9 до 4.4 км/с установлен для моделей, характеризующих Балтийский щит (рис. 5б, 5в, 5г). На модели, относящейся к Ловозерской интрузии (рис. 5а), глубина залегания границы Мохо составляет порядка 48 км. Полученные результаты, в целом, не противоречат результатам, приведенным в работе [Dricker et al., 1996]. Единственное существенное различие – резкость границы Мохо в районах изучаемых магматических массивов. В работе [Dricker et al., 1996] указано, что переход кора–мантия представляет собой переходную зону, которая начинается на глубине 40 км и имеет мощность порядка 10 км. Это несоответствие можно объяснить отсутствием в работе [Dricker et al., 1996] *SRF*, стабилизирующего процедуру инверсии, и гораздо большим количеством сейсмических данных, использованных в представленной работе. Резкая граница Мохо выявлена также для близлежащих регионов южной и северной Финляндии [Vinnik et al., 2016].

Наиболее характерной особенностью строения верхней мантии является наличие зоны пониженных скоростей в диапазоне глубин 90–140 км. Природа этой аномалии обсуждается в многочисленных исследованиях (например, [Artemieva, 2011]) и часто связывается с особенностями теплового потока, согласно которым [Artemieva, 2003], мощность литосферы Кольского региона составляет более 225 км. Эта глубина относится к нижней границе зоны пониженных скоростей, образованной частичным подплавом мантийного вещества. С другой стороны, в работе [Thybo, 2006] на основе сейсмических данных показано, что зона пониженных скоростей (или “8-градусная зона”) обычно находится в диапазоне глубин 100 и 150 км, что согласуется с полученными в представленном исследовании результатами. Интерпретация данных профиля ГСЗ “Кварц”, пересекающего исследуемую область, также показывает наличие сейсмических границ на глубинах, близких к 80 и 140 км [Егорова, Павленкова, 2015; Morozova et al., 2000]. Применение метода функций приемника к данным сейсмических станций на юге Финляндии [Vinnik et al., 2016] выявило наличие зоны пониженных скоростей на аналогичных глубинах 70–140 км. Совокупность имеющихся сведений позволяет сделать вывод о том, что слой пониженных скоростей попереч-

ных волн с кровлей на глубине порядка 80 км и подошвой на 140–150 км присутствует, по крайней мере, во всей восточной части Балтийского щита. Вероятным объяснением природы этой зоны может быть высокая пористость и наличие в ней глубинных флюидов [Павленкова, 2020]. Эта интерпретация подтверждается данными электромагнитных исследований, где зона на глубине 100–150 км часто характеризуется повышенной электропроводностью [Jones et al., 2009].

Еще одним важным результатом работы является установленное увеличение мощности земной коры в районе Ловозерского массива. Этот факт может быть объяснен наличием древнего коромантийного канала, питавшего интрузию в процессе формирования. Это свидетельствует в пользу отнесения происхождения Ловозерского плутона к древним плюмовым процессам. Для достоверного подтверждения этой гипотезы необходимо расширение сейсмической сети в районе Хибинского и Ловозерского массивов.

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”.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа частично поддержана грантами РФФИ 18-05-70082 и РНФ 21-17-00161; а также выполнена в соответствии с темой НИР № АААА-А19-119022090015-6.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

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

Арзамасцев А.А., Арзамасцева Л.В., Жирова А.М., Глазнев В.Н. Модель формирования Хибино-Левозерского рудоносного вулкано-плутонического комплекса // Геология рудных месторождений. 2013. Т. 55. № 5. С. 397–414.

Баянова Т.Б. Возраст реперных геологических комплексов Кольского региона и длительность процессов магматизма. Санкт-Петербург. 2004. 174 с.

Егорова Т.П., Павленкова Г.А. Сейсмоплотностные модели земной коры и верхней мантии Северной Евразии по сверхдлинным сейсмическим профилям “Кварц”, “Кратон” и “Кимберлит” // Физика Земли. 2015. № 2. С. 98–115.

Елисеев Н.А., Ожинский И.С., Володин Е.Н. Геолого-петрографический очерк Хибинских тундр. Международный геологический конгресс. 17 сессия. СССР. 1937: Северная экскурсия. Кольский полуостров. Л., М.: ОНТИ. Гл. ред. геол.-развед. и геодез. лит. 1937. С. 51–93.

Коробейников А.И., Павлов В.П. Щелочные сиениты восточной части Хибинского массива. Щелочной магматизм северо-восточной части Балтийского щита. Апатиты: изд-во Кольского НЦ АН СССР. 1990. С. 4–19.

Министерство природных ресурсов и экологии Российской Федерации. Государственный доклад о состоянии и использовании минерально-сырьевых ресурсов Российской Федерации в 2019 г. М. 2020. С. 297–310.

Митрофанов Ф.П. Современные проблемы и некоторые решения докембрийской геологии кратонов // Литосфера. 2001. № 1. С. 5–14.

Самсонов А.В., Берзин Р.Г., Заможняя Н.Г., Щипансуий А.А., Бибикова Е.В., Кирнозова Т.И., Конилов А.Н. Процессы формирования раннедокембрийской коры северо-запада Карелии, Балтийский щит: результаты геологических, петрологических и глубинных сейсмических (профиль 4В) исследований. Глубинное строение и эволюция земной коры восточной части Фенноскандинавского щита: профиль Кемь–Калевала. Петрозаводск: КарНЦ РАН. 2001. С. 109–143.

Слабунов А.И. Геология и геодинамика архейских подвижных поясов (на примере Беломорской провинции Фенноскандинавского щита). Институт геологии КарНЦ РАН. Петрозаводск: Карельский научный центр РАН. 2008.

Amelin Y.V., Zaitsev A.N. Precise geochronology of phoscorites and carbonatites: the critical role of Useries disequilibrium in age interpretations // Geochim. Cosmochim. Acta. 2002. V. 66. № 13. P. 2399–2419.

Artemieva I.M. Lithospheric structure, composition, and thermal regime of the East European craton: implications for the subsidence of the Russian Platform // Earth Planet. Sci. Lett. 2003. V. 213. P. 429–444.

Artemieva I.M. The continental lithosphere: Reconciling thermal, seismic, and petrologic data // Lithos. 2009. V. 109. P. 23–46.

Artemieva I.M. The lithosphere: An interdisciplinary approach. Cambridge University Press. Monograph. 2011. 794 p.

Arzamastsev A.A., Belyatsky B.V., Evolution of the mantle source of the Khibiny massif: Evidence from Rb–Sr and Sm–Nd data on deepseated xenoliths // Dokl. Earth Sci. 1999. V. 366. № 4. P. 562–565.

Birch F. The velocity of compressional waves in rocks in 10 kilobars, part 2 // J. Geophys. Res. 1961. V. 66. P. 2199–2224.

Biswas N.N. Earth-flattening procedure for the propagation of Rayleigh wave // Pure. Appl. Geophys. 1972. V. 96. P. 61–74.

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.

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.

Ekström G., Nettles M., Dziewonski A.M. The global CMT project 2004–2010: Centroid-moment tensors for 13017 earthquakes // Phys. Earth Planet. Inter. 2012. V. 200–201. P. 1–9.

Farra V., Vinnik L. Upper mantle stratification by *P*- and *S*-receiver functions // Geophys. J. Int. 2000. V. 141. P. 699–712.

Haskell N.A. Crustal reflection of plane *P* and *SV* waves // J. Geophys. Res. 1962. V. 67. № 12. P. 4751–4767.

Jones A.G., Evans R.L., Eaton D.W. Velocity–conductivity relationships for mantle mineral assemblages in Archean cratonic lithosphere based on a review of laboratory data and Hashin–Shtrikman extremal bounds // Lithos. 2009. V. 109. P. 131–143.

Kennett B.L.N., Engdahl E.R. Traveltimes for global earthquake location and phase identification // Geophys. J. Int. 1991. V. 105. P. 429–465.

Kogarko L.N., Lahaye Y., Brey G.P. Plume-related mantle sources of super-large rare metal deposits from the Lovozero and Khibina massifs on the Kola Peninsula, eastern part of Baltic Shield: Sr, Nd and Hf isotope systematics // Mineral. Petrol. 2010. V. 98. № 1–4. P. 197–208.

Kramm U., Kogarko L.N., Kononova V.A., Vartiainen H. The Kola Alkaline Province of the CIS and Finland: Precise Rb-Sr ages define 380–360 Ma age range for all magmatism // Lithos. 1993. V. 30. P. 33–44.

Kramm U., Kogarko L.N. Nd and Sr isotope signa tures of the Khibina and Lovozero agpaitic centres, Kola alkaline province // Lithos. 1994. V. 32. P. 225–242.

Morozova E.A., Morozov I.B., Smithson S.B., Solodilov L. Lithospheric boundaries and upper mantle heterogeneity beneath Russian Eurasia; evidence from the DSS profile QUARTZ // Tectonophysics. 2000. V. 329. P. 333–344.

Pakhomovsky Ya.A., Men'shikov Yu.P., Yakovenchuk V.N., Ivanyuk G.Yu., Krivovichev S.V., Burns P.C. Cerite-(La), (La,Ce,Ca)9 (Fe,Ca,Mg) (SiO4) 3[SiO3(OH)]4 (OH)3, a new mineral species from the Khibina alkaline massif: occurrence and crystal structure // Can. Mineral. 2002. V. 40. P. 1177–1184.

Press W.H., Teukolsky S.A., Vetterling W.T., Flannery B.P. Numerical Recipes 3rd Edition: The Art of Scientific Computing. Cambridge University Press. New York. 2007.

Rukhlov A.S., Bell K. Geochronology of carbonatites from the Canadian and Baltic Shields, and the Canadian Cordillera: clues to mantle evolution // Mineral. Petrol. 2010. V. 98. P. 11–54.

Schneider F.M., Yuan X., Schurr B., Mechie J., Sippl C., Kufner S., Murodkulov S. The Crust in the Pamir: Insights from Receiver Functions // J. Geophys. Res.: Solid Earth. 2019. https://doi.org/10.1029/2019jb017765

Thybo H. The heterogeneous upper mantle low velocity zone // Tectonophysics. 2006. V. 416. № 1–4. P. 53–79.

Vinnik L.P. Detection of waves converted from *P* to *S* in the mantle // Phys. Earth Planet. Inter. 1977. V. 15. P. 39–45.

Vinnik L., Kozlovskaya E., Oreshin S., Kosarev G., Piiponen K., Silvennoinen H. The lithosphere LAB LVZ and Lehmann discontinuity under central Fennoscandia from receiver functions // Tectonophysics. 2016. V. 667. P. 189–198.

Wu F.Y., Yang Y.H., Marks M.A.W. et al. In situ UPb, Sr, Nd, and Hf isotopic analysis of eudialyte by La (MC) ICPMS // Chem. Geol. 2010. V. 273. P. 8–34.

Xuelei Li., Zhuo Jia, Nanqiao Du. Structural Characteristics of Moho Surface Based on Time Series Function of Natural Earthquakes // Remote Sens. 2021. V. 13. № 4. P. 763. https://doi.org/10.3390/rs13040763

Yakovenchuk V.N., Ivanyuk G.Yu., Pakhomovsky Y.A., Selivanova E.A., Men'shikov Yu.P., Korchak J.A., Krivovichev S.V., Spiridonova D.V., Zalkind O.A. Punkaruaivite, $LiTi_2[Si_4O_{11}(OH)](OH)_2 \cdot H_2O$, a new mineral species from hydrothermal assemblages, Khibiny and Lovozero alkaline massifs, Kola peninsula, Russia // Can. Mineral. 2010. V. 48. P. 41–50.

Receiver-Function Velocity Structure of the Lithosphere beneath the Khibiny and Lovozero Massifs, Northeastern Baltic Shield

A. G. Goev[a], *, I. A. Sanina[a], S. I. Oreshin[b], R. A. Reznichenko[a], S. A. Tarasov[a], and A. V. Fedorov[c]

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

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

[c] *Kola Branch, Federal Research Center "Geophysical Survey of Russian Academy of Sciences", Apatity, 184209 Russia*

**e-mail: andr.goev@gmail.com*

The velocity structure of the lithosphere is studied beneath the Khibiny and Lovozero massifs in the northeastern part of the Baltic shield. These massifs are among the world's eight largest alkaline intrusions and are widely known for their unique mineralogy. The crustal and upper mantle velocity structure beneath these two rock blocks is reconstructed down to a depth of ~300 km from *P*- and *S*-receiver functions (PRF and SRF, respectively) based on the data on the remote earthquakes recorded by broadband seismic sensors at the Apatity (APA) and Lovozero stations (LVZ). In order to reveal probable differences in the velocity structure between the Khibiny and Lovozero massifs and its distinction from the structure of the Baltic Shield, the data for each station were divided into two groups containing records of the converted waves formed (a) within a closest intrusive body to a station and (b) outside the intrusive body, i.e. within the shield. The four resulting data sets were processed separately. No significant differences between analyzed structures are revealed based

on the modeling results. For the models corresponding to the shield's structure, a sharp crust–mantle boundary is determined at a depth of 40 km; a similar structure of the Moho zone is established for the region of the Khibiny massif. A gradient crust-mantle transition zone with the Moho at a depth of ~48 km is established in the region of the Lovozero massif. In all the studied structures, the *S*-wave velocities in the upper mantle are somewhat higher than the standard IASP91 model values; the low-velocity zone in the upper mantle is determined at depths from 90 to 140 km. For identifying probable anomalies at 410- and 660-km phase transition boundaries, all the calculated PRFs were stacked. The estimated delays of the converted waves from these boundaries are somewhat shorter than the standard values relative to the IASP91 model and are within the expected limits for ancient tectonic structures.

Keywords: seismology, receiver functions, *S*-waves, crust, upper mantle, lithosphere, Baltic shield, the Arctic

ФИЗИКА ЗЕМЛИ, 2021, № 5, с. 41–54

УДК 550.34.016+550.394

ИНИЦИИРОВАНИЕ ОБРУШЕНИЯ СКЛОНА СЕЙСМИЧЕСКИМИ КОЛЕБАНИЯМИ ОТ РАЗНЫХ ИСТОЧНИКОВ

© 2021 г. Г. Г. Кочарян[1], А. Н. Беседина[1], С. Б. Кишкина[1, *], Д. В. Павлов[1], З. З. Шарафиев[1], П. А. Каменев[2]

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

[2]*Институт морской геологии и геофизики ДВО РАН, г. Южно-Сахалинск, Россия*

*****E-mail: Svetlank@gmail.com*

Поступила в редакцию 12.03.2021 г.
После доработки 28.03.2021 г.
Принята к публикации 01.04.2021 г.

В статье приведены результаты лабораторных исследований критериев обрушения склонов под воздействием импульсных динамических нагрузок в диапазоне максимальных скоростей смещения грунта (*PGV*) от 0.003 до 1.3 м/с и ускорений (*PGA*) – от 0.01 до более чем 170*g*. Установлены критические значения параметров динамических воздействий на модельные склоны. Значение минимального пикового ускорения, при котором наблюдалось образование оползня, значительно превышает величину критического ускорения, рассчитанную на основе квазистатического подхода. В то же время, при близких коэффициентах статической устойчивости, критические параметры для подводных и надводных склонов сопоставимы, несмотря на то, что характер движения грунта после инициирования в опытах под водой сильно отличается от наземных склонов. Показано, что существуют минимальные величины *PGA* и *PGV*, при которых наблюдаются необратимые деформации склона. Если ускорение ниже минимального значения PGA_{min}, то значимых необратимых деформаций не наблюдается при любых значениях *PGV*. Если величина массовой скорости ниже PGV_{min}, то при $PGA > PGA_{min}$ наблюдаются необратимые деформации, так что при повторном воздействии склон может быть разрушен. С использованием приближения Ньюмарка выполнены расчеты устойчивости склонов при различных видах воздействия – землетрясениях разных магнитуд, массовых карьерных взрывах, подземных взрывах большой мощности.

Ключевые слова: склоновые процессы, оползни, обрушение склонов, сейсмические колебания, землетрясения, взрывы.

DOI: 10.31857/S0002333721050112

ВВЕДЕНИЕ

Явления обрушения склонов давно привлекают интерес исследователей как геомеханический процесс. Известно множество случаев перемещения больших масс горных пород с объемами в десятки и даже сотни км^3. Например, объем самого большого известного подводного оползня *Agulhas Slide* по опубликованным данным оценивается в 20 тыс. км^3 [Dingle, 1977].

Определяющую роль в склоновых явлениях играют силы тяжести, инерции и сопротивления сдвигу. Устойчивость склона определяется его геометрией, свойствами слагающих пород, обводненностью, накопленным уровнем повреждений. При этом, как и во всякой метастабильной системе, обрушение склона, находящегося в состоянии, близком к предельному равновесию, часто бывает инициировано внешним воздействием. Так, например, по данным работы [Hance, 2003], более чем в 40% случаев инициирование крупных подводных оползней приписывается воздействию сейсмических колебаний от землетрясений. Хотя на суше основным триггером склоновых явлений являются, по-видимому, осадки (например, [Wilson, Keefer, 1985]), однако и землетрясения достаточно часто выступают инициаторами оползней, особенно в горной местности [Wilson, Keefer, 1985; Захаров, 2009]. Внедрение новых методов разработки месторождений полезных ископаемых глубокими карьерами предусматривает высокую крутизну бортов и делает актуальным проблему сейсмического воздействия массовых взрывов, применяемых при разработке, на устойчивость склонов [Мельников и др., 2009]. При этом мощность взрывов на современных карьерах достигает сотен, а иногда и тысяч тонн ВВ.

Абсолютное большинство исследований, посвященных оценке возможности возникновения склоновых явлений при сейсмических событиях,

анализируют сведения о предельных расстояниях от эпицентра землетрясения соответствующей магнитуды, при которых наблюдались оползни [Keefer et al., 2006]. В некоторых случаях оценивается число оползней или площади, ими занятые, в зависимости от размера землетрясения. Количество таких работ увеличилось, когда стали доступны спутниковые снимки, позволяющие сравнить состояние поверхности до и после землетрясения. Однозначно связать эти данные с характеристиками воздействия довольно сложно из-за того, что результаты измерений параметров движения грунта в окрестности склона, как правило, отсутствуют. Использование обобщенных зависимостей осложняется тем, что во многих случаях не указывается тип магнитуды землетрясения, а также большим разбросом в расчетах по эмпирическим зависимостям (особенно в величинах максимальных ускорений – *PGA*) [Эртелева, 2015], полученным для разных территорий. Кроме того, данные о характеристиках склонов известны только в отдельных случаях, так что связать параметры воздействия и физические характеристики склона часто бывает невозможно.

В широко применяемых инженерных подходах при оценке сейсмической устойчивости склонов к системе сил, действующих на склон, добавляются инерционные силы, возникающие в массиве при прохождении сейсмической волны; причем действие этих сил учитывается квазистатически, путем векторного добавления величины *PGA* к ускорению силы тяжести. Такой подход не учитывает, во-первых, продолжительности действия сейсмической нагрузки, а во-вторых, того, что действие сейсмической волны может создать начальный сдвиг в критической области и/или изменить характеристики поверхности скольжения, например, благодаря фрикционному разупрочнению при сдвиге [Dieterich, 1979]. Эти эффекты в определенной мере учитываются широко применяемым подходом Ньюмарка [Newmark, 1965], согласно которому тело оползня рассматривается в виде жесткого блока на наклонном основании. Ньюмарк предположил, что оползень не будет инициирован до тех пор, пока не наберется некоторая критическая величина перемещения D_N потенциально неустойчивой массы относительно основания. При этом перемещения, которые до некоторой стадии могут быть дискретными, происходят, когда ускорение, вызванное сейсмическим воздействием, превышает величину критического ускорения a_c, рассчитанную исходя из условия статического равновесия. По сути, метод Ньюмарка является способом оценки остаточных смещений в массиве после воздействия сейсмической волны. За прошедшие десятилетия метод испытал множество модификаций, в которых учитывалось наличие трех компонент ускорения в волне, зависимость сдвиговой прочности от накопленной деформации и т.д., что, впрочем, не привело к качественно новым результатам. Некоторым усовершенствованием является метод Эйриса [Arias, 1970], который при интегрировании учитывает действие как положительных, так и отрицательных ускорений.

Наибольшую проблему представляет неопределенность величины критического смещения D_N. Исследования, проведенные в работах [Arnold, 2006; Wilson, 1983], показали, что следует считать величину D_N = 10 см консервативной оценкой критического смещения для “когерентных” оползней (движение одним блоком), необходимого для начала разрушения. Эта величина неплохо согласуется и с результатами численных расчетов обрушения склонов методом дискретных элементов [Arnold, 2006]. (Для камнепадов и лавин предлагается величина $D_N = 2$ см).

Так что в общем случае можно полагать, что, если анализ Ньюмарка предсказывает смещение всего в несколько миллиметров, склон можно считать стабильным. Если же прогнозируемое смещение Ньюмарка составляет первые десятки сантиметров, вполне вероятен крупномасштабный оползень из-за значительной потери прочности и развития динамической стадии.

В настоящей работе выполнено лабораторное исследование механики инициирования склона динамическим импульсом для определения критических параметров воздействия. Кроме того, проведены расчеты величины остаточного смещения Ньюмарка для разных типов сейсмического воздействия – землетрясения, взрыва сосредоточенного заряда и массового взрыва на горнодобывающем предприятии.

МЕТОДИКА ЛАБОРАТОРНЫХ ОПЫТОВ

При воздействии сейсмической волны, этап инициирования движения сползающей массы относительно основания склона соответствует фазе уменьшения массовой скорости смещения грунта (рис. 1). На участке нарастания скорости до максимума (в интервале времени t_0–$t_н$) материал будущего оползня движется вместе с основным телом склона. В момент времени t_1, когда ускорение торможения становится достаточно большим, чтобы преодолеть силы сцепления и силу трения, начинается движение отделившийся массы относительно склона. Причем, в зависимости от геометрии склона и угла выхода волны, первоначальное движение может быть как вниз по склону, так и вверх. В случае, если амплитуда смещения оказывается достаточной для фрикционного разупрочнения, происходит дальнейшее движение отделившегося материала под действием силы тяжести.

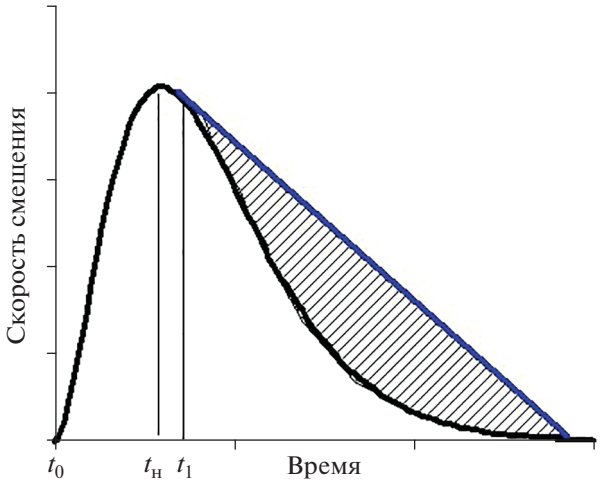


Рис. 1. Схема инициирования оползня при воздействии динамического импульса.

Имея в виду, что механика инициирования оползня коротким импульсом без труда может быть распространена и на длинный цуг колебаний, была разработана методика проведения лабораторных опытов и созданы установки для исследования инициирования неустойчивости склонов при субвертикальном и субгоризонтальном динамическом воздействиях.

Вид установки для субгоризонтального воздействия показан на рис. 2. Установка представляет собой герметичный бокс 60 × 60 × 40 см (*1*), в котором расположена модель склона (*3*). Дно и торцевые стенки бокса – стальные; боковые стенки и крышка – из толстого оргстекла. Конструкция позволяет проводить опыты с контейнером, заполненным водой. Бокс на стальных катках установлен на рельсы (*2*), расположенные перпендикулярно к бетонной стене, на которой прикреплена стальная мишень (*7*). С обратной стороны к рельсам жестко прикреплен пневмоцилиндр (*6*), шток которого упирается в ящик. Во время эксперимента ящик разгонялся по направляющим и ударялся (*4*) в мишень. Максимальная скорость разгона составляла свыше 1 м/с при давлении в рабочей камере пневмоцилиндра 8 атм. Использование различных прокладок позволяло варьировать длительность удара в широких пределах.

Помимо акселерометров (*5*), картина разрушения фиксировалась с помощью кино- и фотосъемки (рис. 2б, 2в). В большинстве случаев при инициировании оползня наблюдалось сползание материала по всей ширине склона. Эксперименты, при которых наблюдались лишь локальные

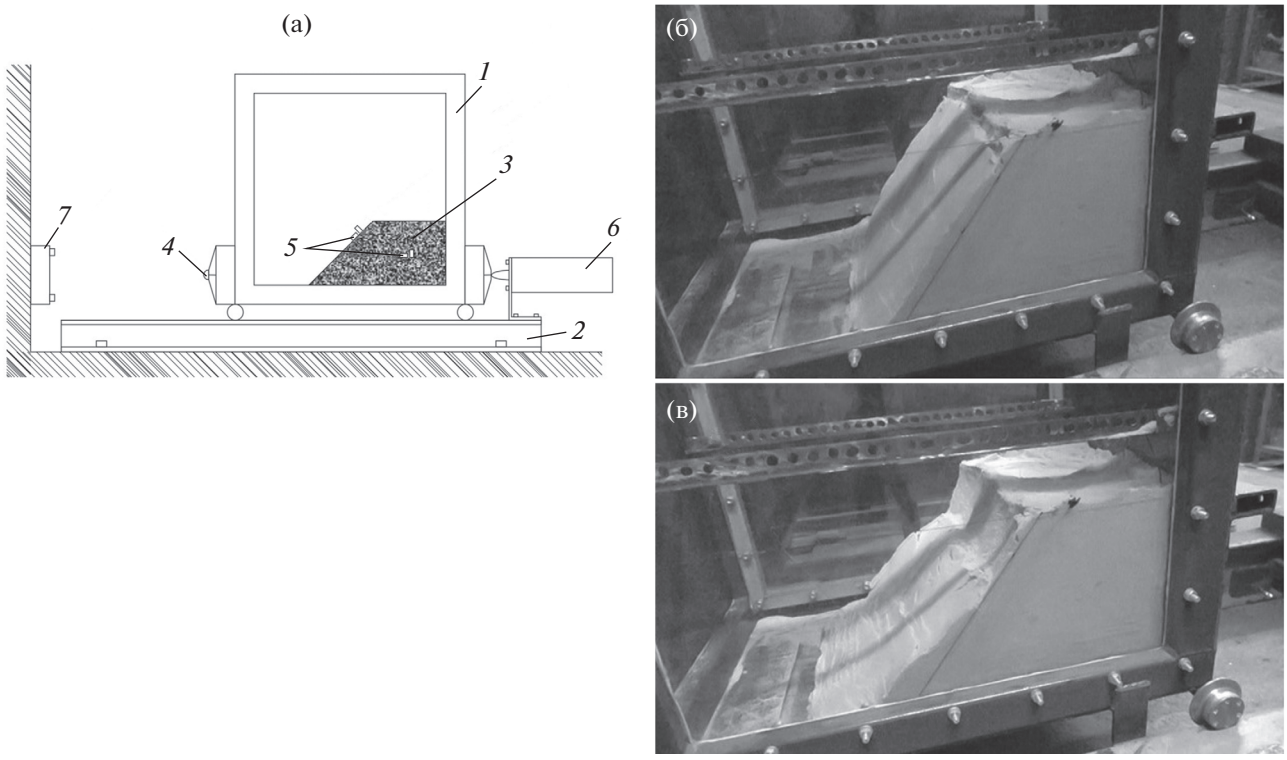


Рис. 2. Схема установки для горизонтального воздействия (а) и кадры обрушения склона (б), (в); *1* – бокс; *2* – рельсы; *3* – модель склона; *4* – ударник; *5* – акселерометры; *6* – пневмоцилиндр; *7* – стальная мишень. Время на кадрах отсчитывается с момента удара.

Таблица 1. Прочностные свойства используемых грунтов

Геоматериал	Плотность, кг/м^3	Сцепление, C, кПа	Угол трения, град
Кварцевый песок, увлажненный 0.25% глицерина, по массе	1.63×10^3	0.9 ± 0.2	32 ± 2
Кварцевый песок с добавлением 5% сухой глины	1.76×10^3–1.83×10^3	1.0 ± 0.2	36 ± 1
Кварцевый песок, обводненный	1.6×10^3	0.8 ± 0.2	31 ± 2

осыпания грунта, трактовались как сохранение устойчивости склона. На прочных склонах с большим значением фактора устойчивости иногда формировались трещины, субпараллельные кромке склона, но оползень при этом не образовывался. Отделившиеся части склона обрушались, как правило, в результате одного или нескольких повторных воздействий. При плавных воздействиях с низким значением *PGA*, недостаточным для разрушения, образовывались небольшие трещины на горизонтальной поверхности или на поверхности склона.

Установка для субвертикального воздействия была устроена аналогично, с той разницей, что контейнер свободно падал с заданной высоты по направляющим, ударяясь о массивную стальную мишень.

Диапазон изменения параметров воздействия в экспериментах составлял для максимальной массовой скорости (*PGV*) от 0.003 до 1.3 м/с, а для максимального ускорения (*PGA*) от 0.01 до более 170*g*.

Параметры динамического воздействия на склон и движения материала контролировались акселерометрами Bruel&Kjaer 4370, которые устанавливались на контейнере, в глубине склона и на его поверхности. Поскольку плотность датчиков существенно выше, чем плотность модельного материала, то к донышку акселерометра прикреплялась специальная площадка, которая препятствовала движению корпуса датчика относительно грунта. Специально проведенная серия экспериментов позволила определить оптимальный диаметр площадки 6 см, не приводящий к существенным искажениям акселерограмм.

Такая постановка экспериментов позволяла исследовать закономерности деформирования и разрушения сухих и обводненных склонов при действии импульсной нагрузки.

Значимыми для оползневых процессов геометрическими параметрами склона являются его угол и толщина оползня (слоя или скользящего блока). Угол склона в лабораторном эксперименте легко приблизить к тем значениям, которые наблюдаются в природе. Но толщина скользящего блока/слоя будет примерно на два порядка отличаться от природного аналога. Тогда, исходя из принципов подобия, в лабораторных опытах следует использовать материалы, удельный вес которых соответствует природным значениям (~20 кН/м^3), а величина сцепления на два порядка ниже, чем у природного материала. Если для грунтов, которые в большинстве случаев формируют наземные оползневые склоны, характерны значения сцепления ~20 кПа, то для лабораторных экспериментов следует использовать материалы с $C_m \sim 0.2$ кПа, чтобы примерно соблюдалось условие подобия.

$$\begin{cases} C_m = \dfrac{l_m \gamma_m}{l_n \gamma_n} C_n \\ |(\mathrm{tg}(\phi)|_m) = |(\mathrm{tg}(\phi)|_n) \end{cases}. \quad (1)$$

Здесь: C – сцепление; ϕ – угол трения; γ – удельный вес; l – линейный размер. Индексы n и m относятся, соответственно, к природному объекту и модели.

Укладка грунта в контейнер производилась по стандартной методике так, чтобы обеспечить примерно одну и ту же плотность материала в серии опытов. Для формирования склона в качестве основной фракции был выбран кварцевый песок Люберецкого карьера со средним размером зерна ~300 мкм. Использование песка позволяет легко изготовить модель желаемой геометрии, а использование различных добавок позволяет менять прочностные свойства материала. В настоящей статье обсуждается деформирование и разрушение склонов, изготовленных из двух типов материалов. Их свойства приведены в табл. 1.

Угол трения и сцепление материала определялись в опытах на установке прямого среза УПС в соответствии с ГОСТ 12248-2010*.

Чтобы выбрать необходимую в эксперименте геометрию модели, предварительно проводились расчеты коэффициента статической устойчивости склона *FS* – отношения суммы сил, удерживающих слой на склоне, к сумме сдвигающих сил. Для простейшей модели бесконечного склона (рис. 3), когда плоская поверхность скольжения параллельна откосу, *FS* может быть выражен как [Ingles et al., 2006]:

* ГОСТ 12248-2010 Грунты. Методы лабораторного определения характеристик прочности и деформируемости.

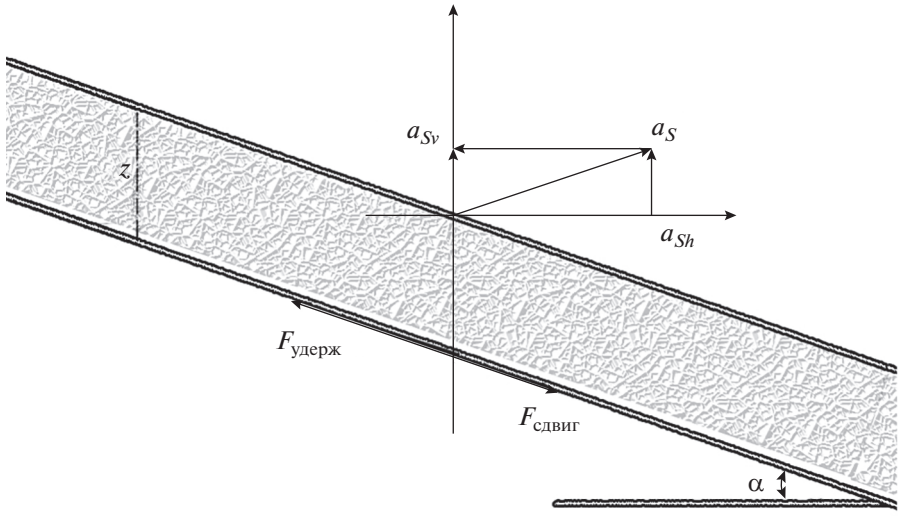


Рис. 3. Модель бесконечного склона с постоянным уклоном.

$$FS = \frac{C}{\gamma z \cos\alpha \sin\alpha} + \frac{\mathrm{tg}\phi}{\mathrm{tg}\alpha}, \qquad (2)$$

где α – угол склона; z – вертикальный размер скользящего блока.

Когда устанавливается баланс удерживающих и сдвигающих сил, т.е. когда $FS = 1$, склон становится неустойчивым. Если $FS > 1$, слой находится в устойчивом состоянии; если $FS < 1$ – в неустойчивом состоянии.

В квазистатическом приближении воздействие сейсмической волны обычно учитывается наложением инерциальных сил, определяемых максимальным значением ускорения a_S в сейсмической волне. Рассматривая баланс сил при воздействии сейсмической волны (см. рис. 3), несложно показать, что в общем случае, когда сейсмическое ускорение не параллельно склону (квазистатическое приближение; горизонтальная и вертикальная компоненты ускорения, соответственно a_{Sh} и a_{Sv}), зависимость для расчета фактора устойчивости склона будет выглядеть как [Ingles et al., 2006]:

$$FS = \frac{C + \left(1 - \frac{\gamma}{\gamma'} a_{Sv} - \frac{\gamma}{\gamma'} a_{Sh}\mathrm{tg}\alpha\right)\gamma z \cos^2\alpha \mathrm{tg}\phi}{\left(1 - \frac{\gamma}{\gamma'} a_{Sv} + \frac{\gamma}{\gamma'}\frac{a_{Sh}}{\mathrm{tg}\alpha}\right)\gamma z \sin\alpha\cos\alpha}, \qquad (3)$$

где γ – удельный вес грунта; γ' – вес взвешенного в воде грунта. Для необводненного склона $\frac{\gamma}{\gamma'} = 1$. В этом выражении и далее величины ускорений нормированы на ускорение силы тяжести.

Деформации пласта, направленные вдоль склона, возникают в моменты, когда ускорение соскальзывающего блока/слоя массы W, вызванное сейсмическими колебаниями, превышает критическую величину ускорения a_c, при которой выполняется соотношение $FS = 1$, т.е. увеличение ускорения силы тяжести g на a_c делает склон статически неустойчивым.

Примеры результатов расчета FS для некоторых материалов показаны на рис. 4а. Видно, что для склона из песка, увлажненного глицерином, величина предельного угла составляет 59°, а в экспериментах с обводненным слоем из песка предельный угол всего 20°. Обычно испытывались модели склонов с углами, близкими к предельным.

Критическое ускорение в сейсмической волне, субпараллельное наклону потенциального оползневого блока, в квазистатическом приближении является простой функцией статического фактора устойчивости и геометрии склона и выражается как [Newmark, 1965; Wilson, 1983]:

$$a_c = (FS - 1)\sin\alpha. \qquad (4)$$

Расчеты по соотношению (3) для раздельного воздействия вертикального a_{Sv} и горизонтального a_{Sh} ускорения приведены на рис. 4б. Видно, что величина критического ускорения при горизонтальном воздействии значительно ниже, причем при воздействии на пологие склоны разница становится особенно значительной.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Использование акселерометров позволяет проследить развитие относительного движения соскальзывающей массы даже в тех случаях, когда визуально деформация не видна.

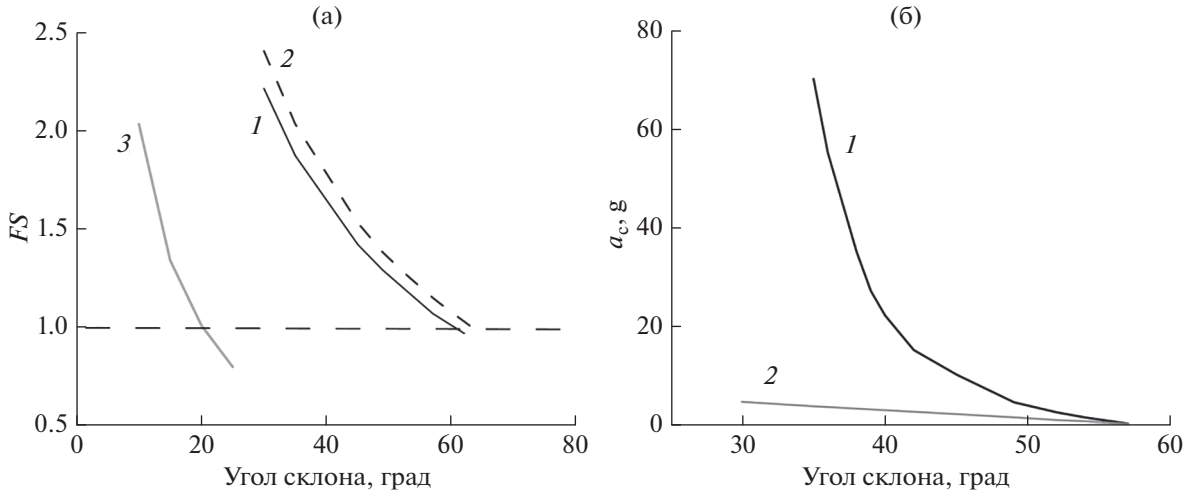


Рис. 4. Результаты расчета коэффициента устойчивости (а) и величины критического ускорения (б) для склонов, изготовленных из разных материалов. (а): *1* – песок + 0.25% глицерина, *2* – сухой песок + 5% глины, *3* – подводный склон из кварцевого песка; (б) – значение критического ускорения a_c при вертикальном a_{Sv} (*1*) и горизонтальном a_{Sh} (*2*) воздействии на склон из песка, увлажненного глицерином (0.25%).

На рис. 5 приведены примеры ускорения и скорости смещения грунта, зарегистрированных в потенциально обрушаемой части модели и внутри тела склона при вертикальном и горизонтальном ударе контейнера. На рис. 6 показаны примеры записей скорости движения грунта горизонтальной модели. В случаях, показанных на рис. 6а и 6б, склон остался устойчивым, тогда как в опытах, показанных на рис. 6в и 6г, произошло обрушение. На рис. 6в отчетливо видно, как оползневой слой практически сразу начинает двигаться относительно склона и не снижает скорость, что приводит, в конечном итоге, к возникновению обрушения. Интересно, что в опытах, показанных на рис. 6б и 6г, параметры воздействия (*PGV* и *PGA*) были близки, однако в одном случае неустойчивость развилась, а в другом процесс скольжения быстро затух. Это свидетельствует о пороговом характере процесса инициирования оползня динамическим импульсом. При этом поведение системы в окрестности порога может быть в достаточной мере случайным.

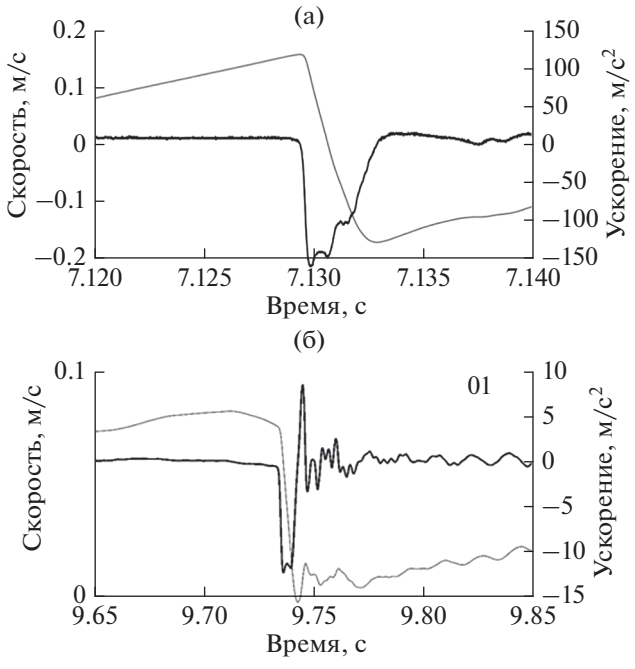


Рис. 5. Примеры записей ускорения (черная линия) и скорости (серая линия) движения грунта: (а) – вертикальный датчик; вертикальный удар контейнера; (б) – горизонтальный датчик; горизонтальный удар контейнера.

Обобщение результатов экспериментов проводилось на диаграммах максимальная массовая скорость (*PGV*) – максимальное ускорение (*PGA*), на которые наносились параметры воздействия в конкретном опыте.

В виде такой диаграммы на рис. 7 приведены данные серии опытов с вертикальным воздействием на склоны, выполненные из кварцевого песка, увлажненного глицерином (0.25% по массе). Для примера приведены данные для склонов с углами наклона $\alpha = 49°$ и $\alpha = 59°$. Каждый залитый значок на диаграмме соответствует эксперименту, в котором произошло инициирование оползня, а пустой – опыту, в котором склон остался устойчивым. Если наблюдалось только локальное обрушение или медленное сползание небольшого объема материала, то считалось, что склон остался стабильным. Наклонной прямой показана условная линия, разделяющая области на диа-

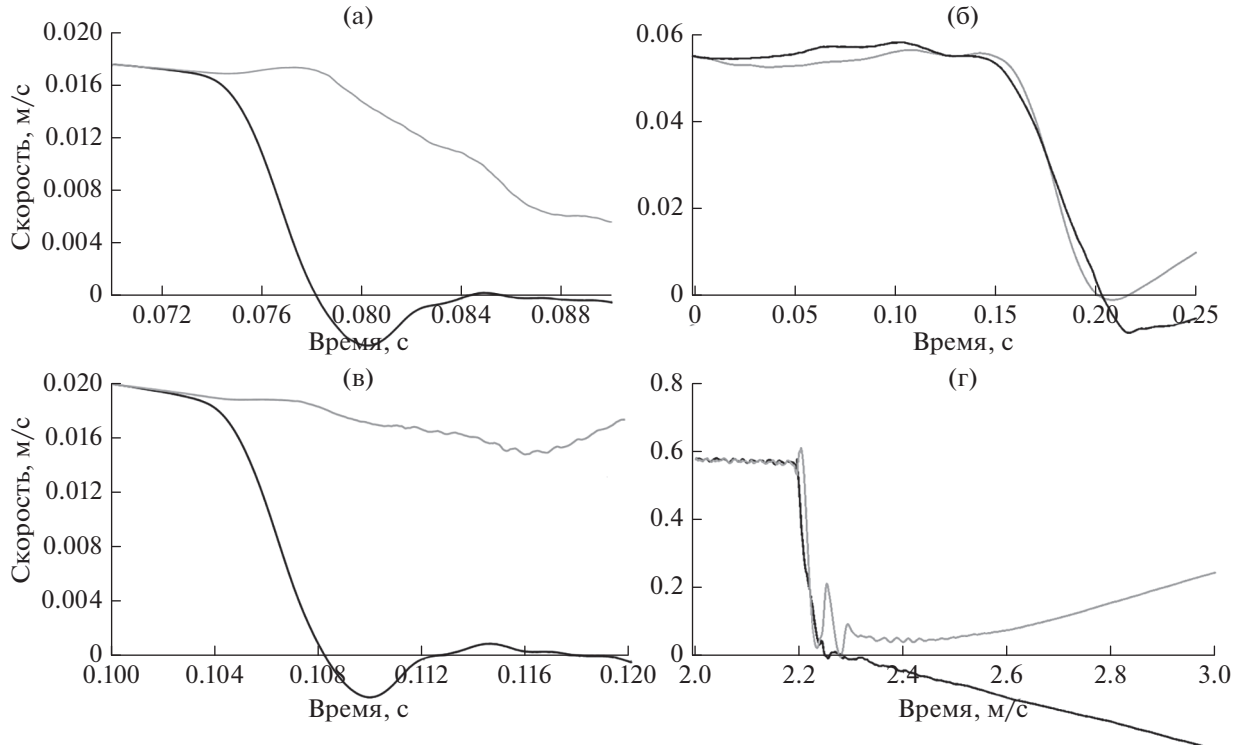


Рис. 6. Примеры записей скорости движения грунта на склонах, сохранивших стабильность (а), (б) и разрушившихся (в), (г) при субгоризонтальных ударах. Акселерометры расположены парралельно поверхности склона внутри (черные линии) и на поверхности (серые линии) модели.

грамме, соответствующие устойчивым склонам и склонам, на которых сформировался оползень. Подчеркнем, что это не линия, соответствующая какой-либо регрессии, а условная граница, разделяющая области на диаграмме, проведенная в известной мере произвольно. Уравнения этих линий приведены в табл. 2, куда сведены результаты различных опытов с воздействиями на склоны из кварцевого песка, увлажненного глицерином. Кроме этого, в таблице приведены рассчитанные по соотношению (2) величины коэффициента статической устойчивости склона *FS* и рассчитанного по соотношению (4) критического ускорения a_c, при котором склон в квазистатической схеме должен становиться неустойчивым.

По данным, представленным на плоскости *PGV–PGA* (рис. 7), можно приблизительно оценить минимальные асимптотические значения по ускорению $PGA_{\min}$ (вертикальный пунктир) и по скорости $PGV_{\min}$ (горизонтальный пунктир), ниже которых разрушения склона при однократном воздействии не происходит.

Аналогичные результаты были получены для склонов, изготовленных из смеси песка и глины. Кроме того, для сравнения были проведены тестовые серии экспериментов с подводными склонами, хотя тема устойчивости последних выходит за пределы данной статьи.

Зависимости критических параметров от фактора устойчивости склона для разных серий экспериментов показаны на рис. 8. Параметр K – коэффициент в уравнении линии, разделяющей “устойчивую и неустойчивую” области на диаграмме *PGV–PGA*, характеризует общий уровень воздействия на склон. Как видно из приведенных данных, параметры динамического воздействия на массив, необходимые для инициирования оползня, быстро растут с увеличением запаса устойчивости склона.

Минимально необходимый для инициирования уровень субвертикальных ускорений, как и ожидалось в соответствии с расчетными данными (рис. 4б), на порядок выше, чем при субгоризонтальном воздействии. Заметно выше для субвертикального удара и значения параметра K. Величины $PGV_{\min}$ показали довольно близкие значения для обоих случаев.

Анализ результатов серий с многократным воздействием на одну и ту же модель показывает, что если величина *PGA* при ударе превышает величину $PGA_{\min}$ для данного склона, но величины *PGV* недостаточно для инициирования оползня, то повторные воздействия приводят к нарастанию остаточной деформации и постепенному формированию обрушения. Количество воздействий определяется величиной *PGV* при ударе:

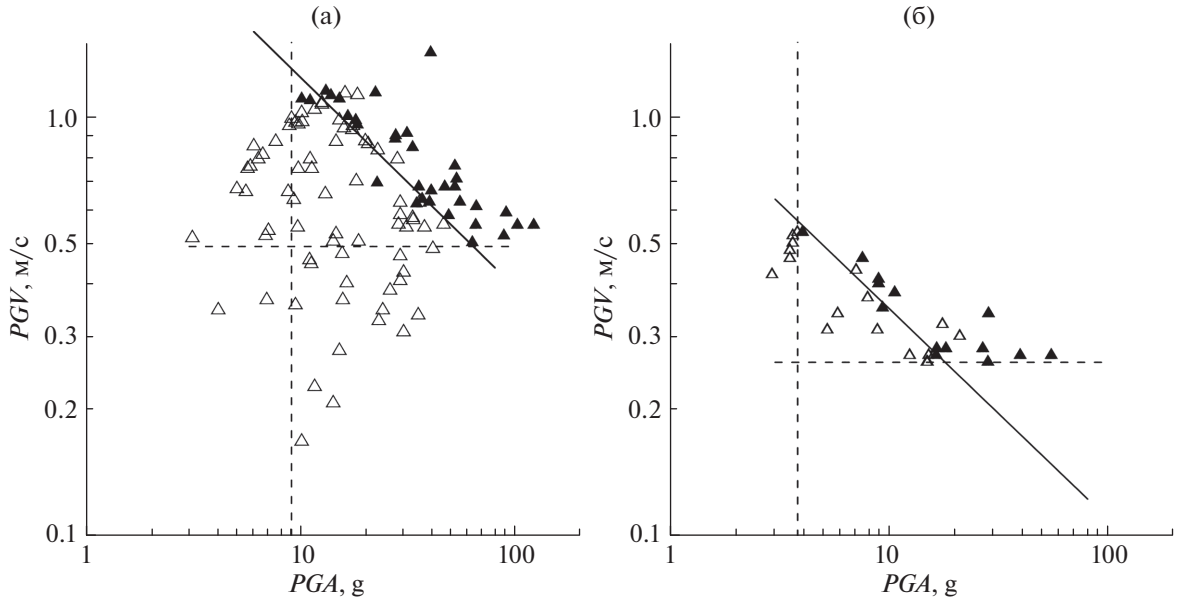


Рис. 7. Результаты опытов со склонами из кварцевого песка с 0.25% глицерина. Пунктирные прямые соответствуют минимальным значениям скорости и ускорения, при которых были зарегистрированы оползни. Пустые значки – склон остался устойчивым; закрашенные – произошел срыв: (а) – $\alpha = 49°$; (б) –59°. Наклонной прямой показана условная линия, разделяющая области на диаграмме, соответствующие устойчивым склонам и склонам, на которых сформировался оползень.

чем больше значение *PGV*, тем быстрее набирается предельная деформация. Примеры подобных зависимостей приведены на рис. 9.

Если величина *PGA* при ударе меньше величины PGA_{min}, то остаточные смещения оказываются малы, несмотря на величину *PGV*, а эффект накопления деформации склона даже в результате многократных воздействий оказывается незначительным и носит затухающий характер.

Тестовые эксперименты с подводными склонами (залитые значки на рис. 8) показали, что наличие воды, как и следовало ожидать в соответствии с результатами расчета на рис. 4а, резко снижает запас устойчивости склона. Главным образом это происходит из-за действия архимедовой выталкивающей силы. В то же время, для случая склонов, построенных из однородного материала, при близких коэффициентах *FS* кри-

Таблица 2. Критические параметры воздействия для опытов со склонами, изготовленными из кварцевого песка, увлажненного 0.25% глицерина

Угол, α, град	Уравнение разделяющей линии	*FS*	a_c, g	PGV_{min}, м/с	PGA_{min}, g	Количество опытов
Вертикальное воздействие						
49	$PGV = 3.9PGA^{-0.5}$	1.29	0.61	0.49	9	106
52	$PGV = 2.47PGA^{-0.5}$	1.2	0.39	0.45	7	49
54	$PGV = 1.9PGA^{-0.5}$	1,15	0.26	0.38	5	37
57	$PGV = 1.48PGA^{-0.5}$	1.08	0.12	0.34	4.5	32
59	$PGV = 1.1PGA^{-0.5}$	1.03	0.05	0.26	3.8	32
40, под водой	$PGV = 0.55PGA^{-0.5}$	1.06	0.25	0.2	2.3	17
Горизонтальное воздействие						
50	$PGV = 0.16PGA^{-0.5}$	1.26	0.17	0.35	0.3	18
60	$PGV = 0.095PGA^{-0.5}$	1.01	0.09	0.11	0.2	18

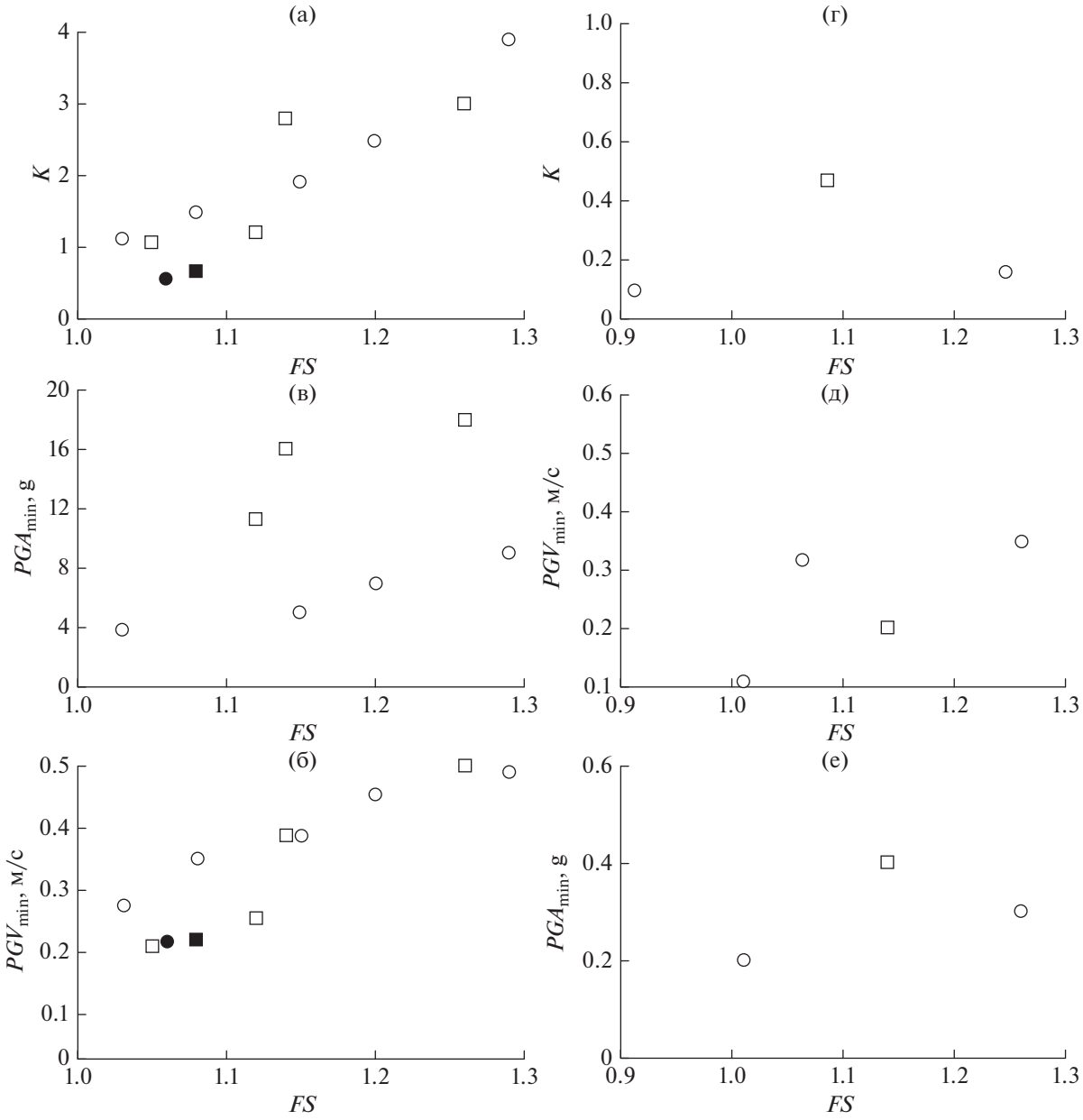


Рис. 8. Зависимости критических параметров импульсного воздействия на лабораторные склоны от величины статического фактора устойчивости *FS:* (а), (б), (в) – субвертикальное воздействие; (г), (д), (е) – субгоризонтальное воздействие; круги – склон из кварцевого песка, увлажненного 0.25% глицерина; квадраты – склон из кварцевого песка с добавлением + 5% глины; незалитые значки – опыты с сухими склонами; залитые значки – опыты с подводными склонами.

тические параметры для подводных и сухих склонов сопоставимы, несмотря на то, что характер деформирования в этих двух случаях оказывается существенно разным. При воздействии на подводные склоны инициирование часто сопровождалось задержкой во времени в несколько секунд, либо начало движения было довольно медленным, но затем материал постепенно разгонялся. Эффективная толщина сдвинутого материала при подводных событиях меньше, чем толщина оползней в опытах с сухими склонами.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В рамках настоящей работы основное внимание уделялось начальной стадии относительного смещения участков склона при воздействии сейсмических колебаний. Оползание грунта происходит при совокупном действии статической (сила тяжести) и динамической (в нашем случае импульсные воздействия) нагрузок. Очевидным критическим параметром является величина *PGA* воздействующей сейсмической нагрузки, которая

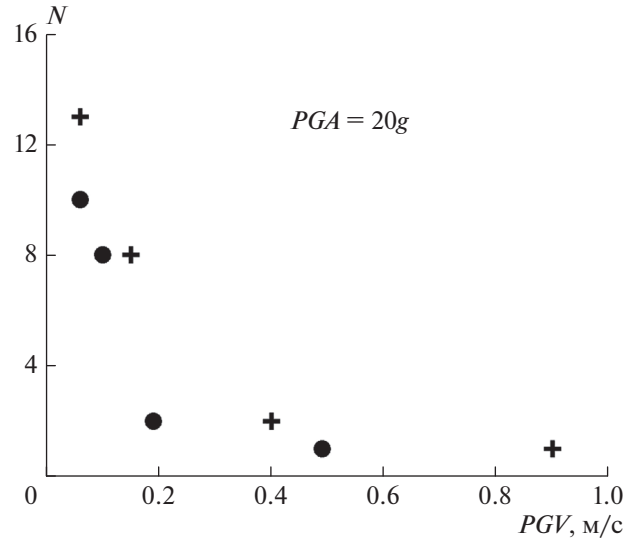


Рис. 9. Количество ударов, необходимых для разрушения склона при субвертикальном воздействии на модель в зависимости от величины *PGV* при величине *PGA* = 20*g*. Склон из кварцевого песка, увлажненного 0.25% глицерина; кресты – угол склона $\alpha = 49°$; круги – $\alpha = 54°$.

определяет динамическую силу инерции, нарушающую равновесие склона. При слишком малых ускорениях напряжения, создаваемые силами инерции, оказываются недостаточными для нарушения сплошности материала. Как показывают результаты численного моделирования, проведенного, например, в работе [Arnold, 2006], по мере увеличения ускорения динамического воздействия поврежденность материала увеличивается; причем при достижении некоторого предела по ускорению поврежденность возрастает многократно. Однако устойчивость области массива при длиннопериодном динамическом воздействии определяется не только достигнутым уровнем напряжений, но и кинематикой движения нарушенной области. Так как динамические воздействия довольно кратковременны, нарушение статического равновесия является необходимым, но не достаточным условием возникновения неустойчивости склона и образования оползней. Ускорения, связанные с сейсмическими колебаниями, действуют в течение непродолжительного времени, и деформация склона, вызванная ими, может оказаться недостаточной для образования лавины. Важность этого эффекта была, в частности, продемонстрирована в лабораторных опытах, описанных выше.

Хотя величина *PGV* при сохранении уровня ускорений и прочности слабо влияет на уровень разрушения, этот параметр определяет величину деформации, которая может быть достигнута. При достаточно высоких значениях *PGV* наблюдается значительная деформация массива в сторону свободной поверхности. Если напряжения, создаваемые силами инерции, превосходят предел прочности дискретной среды, то необратимая деформация массива происходит при любых значениях *PGV*. Если скорость мала, то необратимые деформации накапливаются. Потеря устойчивости происходит при достижении уровня критической деформации среды вблизи поверхности. Этот уровень определяется геометрией склона и реологическими свойствами материала. Как видно из результатов экспериментов (табл. 2, рис. 7), при изменении угла склона в пределах 10° от критического значения, величины $PGV_{\min}$ и $PGA_{\min}$ изменяются примерно вдвое. Возможность достижения критического уровня деформации после потери прочности определяется запасом кинетической энергии, обеспечивающим взаимное перемещение отдельных областей массива.

Эксперименты предсказуемо показали, что величины минимальных значений $PGA_{\min}$, при которых происходит разрушение склона, существенно превышают величину критического ускорения a_c, рассчитанную в квазистатическом приближении. Особенно велика разница оказалась для субвертикального воздействия, где $PGA_{\min}$ превышает расчетное значение a_c более чем на порядок.

В этой связи понятно, что устойчивость склона к воздействиям разного типа – землетрясениям разной магнитуды, мощным подземным взрывам сосредоточенного заряда, массовым карьерным взрывам на горнодобывающем предприятии – может оказаться существенно разной.

Для того, чтобы количественно оценить влияние типа воздействия на устойчивость склона, были рассчитаны смещения Ньюмарка D_N для разных воздействий. Как отмечалось выше, этот параметр рассчитывается путем двойного интегрирования зависимости ускорений от времени, $a(t)$, с учетом того, что проскальзывание происходит при превышении заданной из квазистатической модели, величины ускорения a_c [Newmark, 1965].

Для расчета смещений Ньюмарка использовалась программа SLAMMER [SLAMMER, 2013]. Входными данными для анализа являлись величина критического горизонтального ускорения a_c (4) и временная эпюра ускорения. Нами были рассчитаны смещения Ньюмарка для 4 землетрясений с магнитудами *M* 6.0, 6.6, 7.1 и 7.6. Из базы данных USGS для каждого землетрясения отбирались эпюры с $PGA >= 0.2g$. Процедура расчета была следующая: для фиксированной величины *PGA* с зарегистрированной волновой формой проводились расчеты для склонов с различным коэффициентом статической устойчивости *FS*. Коэффициент варьировался так, чтобы отноше-

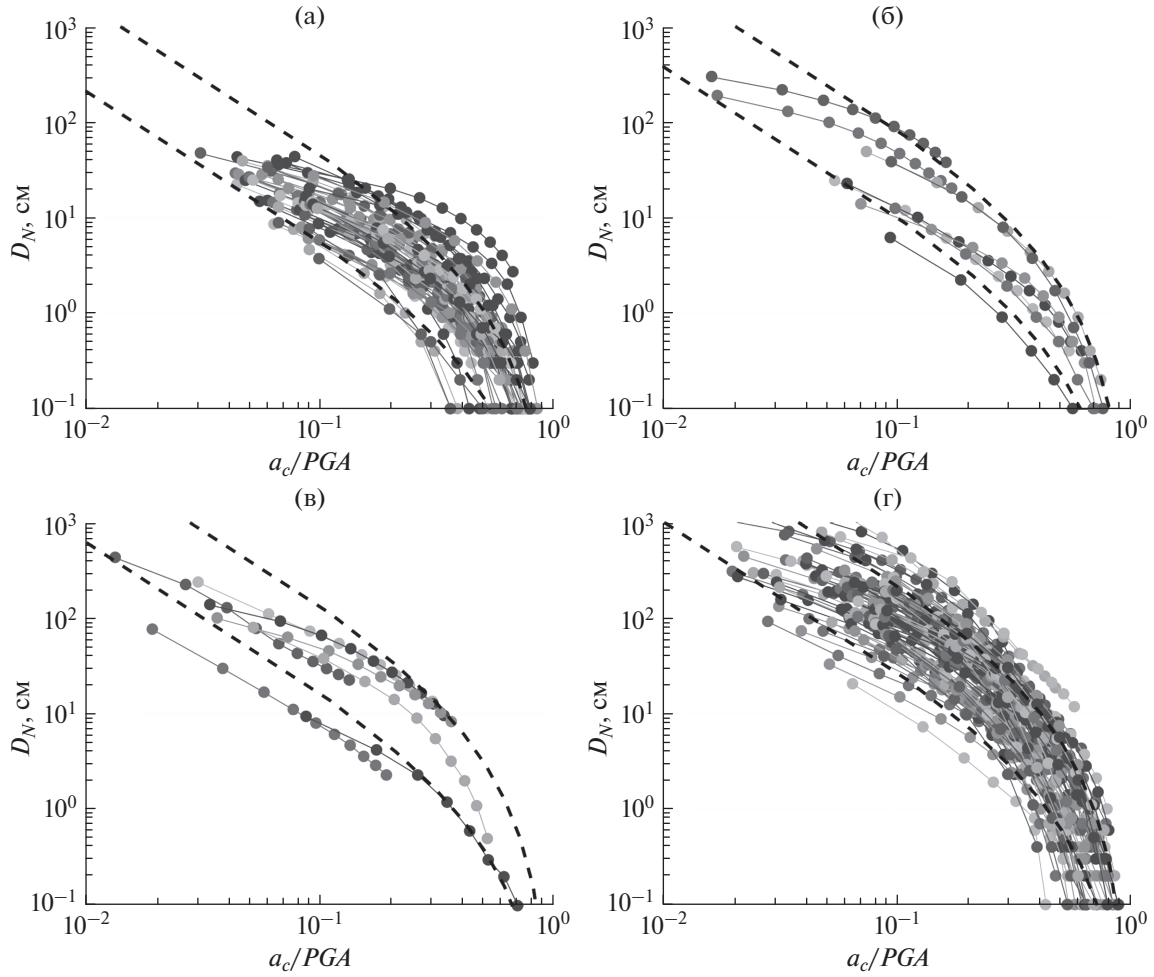


Рис. 10. Зависимость смещения по Ньюмарку от величины отношения ac/*PGA* для землетрясений Whittier Narrows 1987 г. с *Mw* = 6.0; San Fernando 1971 г. с *Mw* = 6.6; Cape Mendocino 1992 г. с M_w = 7.1; ChiChi 1999 г. с M_w = 7.6. Пунктиром отмечена зависимость (5).

ние a_c/PGA изменялось в достаточно широких пределах.

Результаты расчетов показаны на рис. 10. Можно видеть, что величина смещений $D_N \cong 10$–20 см, которая обычно принимается в качестве консервативной оценки устойчивости [Wilson, 1983], достигается в тех случаях, когда *PGA* в 5–10 раз превышает величину a_c. Следует отметить также тенденцию роста величины D_N для землетрясений с бо́льшими магнитудами, что связано с более длинным цугом колебаний.

Каждая линия на рисунке соответствует одной записи, зарегистрированной на какой-либо станции из каталога [SLAMMER, 2013]. В выборку вошли все станции из каталога, для которых измеренное значение максимального ускорения составляло $PGA > 0.2g$.

Для оценки величины смещения Ньюмарка при событиях в диапазоне магнитуд $5.3 \le M \le 7.6$ в работе [Jibson, 2007] предложена зависимость:

$$\lg D_N = -2.71 + \lg\left[\left(1 - \frac{a_c}{a_{\max}}\right)^{2.335}\left(\frac{a_c}{a_{\max}}\right)^{-1.478}\right] + 0.424M \pm 0.454, \quad (5)$$

полученная на основе обобщения большого количества данных и показанная на рис. 9 пунктирными линиями. Здесь: M – моментная магнитуда; D_N измеряется в сантиметрах; a_c и $a_{\max} = PGA$ измеряются в единицах g.

Для оценки влияния формы сигнала (типа источника) на величину D_N были проведены расчеты для землетрясения M 5.9 (рис. 11а), карьерных массовых взрывов (рис. 11б) и для импульсов Берлаге (рис. 11в, 11г):

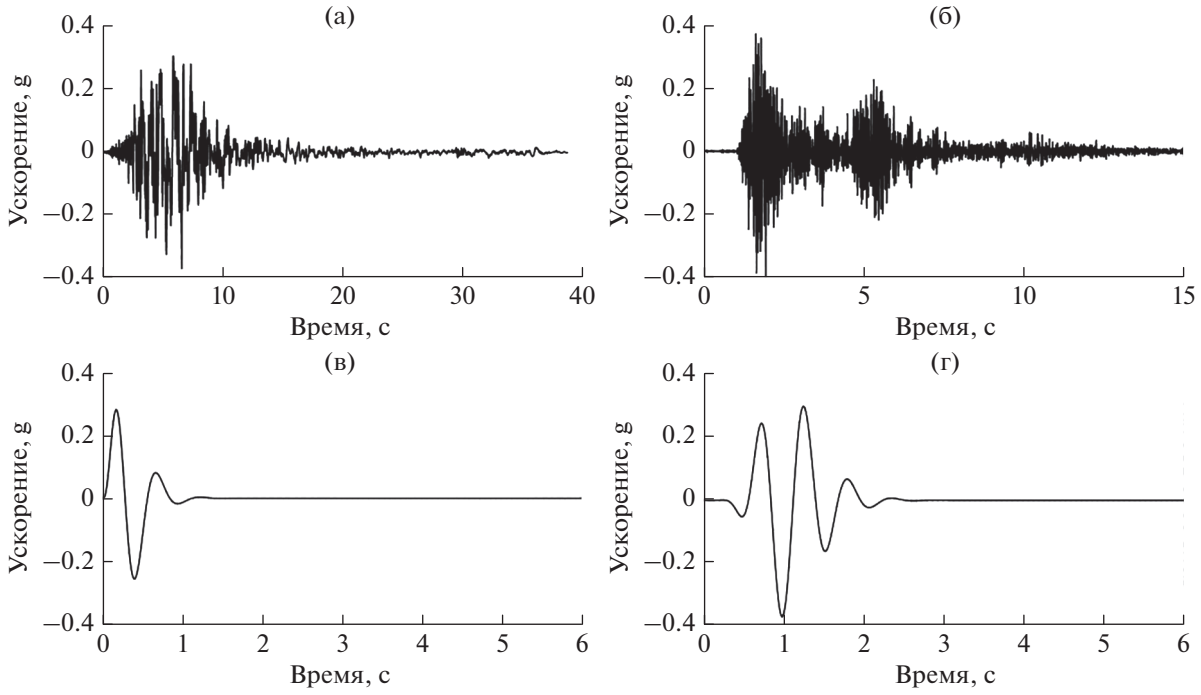


Рис. 11. Вид акселерограмм, использованных для расчета смещений Ньюмарка: (а) – землетрясение *Westmorland*; *PGA* = 0.37*g*, *T* = 0.558, *PGV* = 48 см/с; (б) – карьерный взрыв на Лебединском ГОК; *PGA* = 0.37g; (в) – импульс *EX1*; *PGA* = 0.37*g*, *T* = 0.558, *PGV* = 33 см/с; (г) – импульс *EX2*; *PGA* = 0.37*g*, *T* = 0,558, *PGV* = 40 см/с. Параметры импульсов: (*EX1*) *A* = 1100, *a* = 8, *b* = 8, *w* = 11.24; (*EX2*) *A* = 52.8, *a* = 2, *b* = 8, *w* = 11.24.

$$u(t) = At^a \exp(-bt)\sin \omega t. \quad (6)$$

Эти импульсы качественно соответствуют эпюрам ускорений в ближней зоне подземного взрыва сосредоточенного заряда. Сейсмограмма, показанная на рис. 11б, была зарегистрирована на расстоянии 2.5 км от взрыва с суммарным весом зарядов 2361 т, проведенного 04.10.2019 г. на карьере Лебединского ГОК (Белгородская обл.). Параметры всех сигналов, выбранных для сравнения, масштабировались таким образом, чтобы величина максимального ускорения во всех случаях была одинакова и составляла величину *PGA* = 0.37*g*.

Результаты расчета смещения Ньюмарка для склонов с различными значениями статического коэффициента устойчивости приведены на рис. 12. Видно, что если при малых значениях отношения PGA/a_c (относительно устойчивые склоны) величины смещения Ньюмарка близки для первых трех вариантов расчета, то критические величины смещения D_N ~ 10 см достигаются уже на склонах с существенно отличающимися квазистатическими факторами устойчивости *FS* (критическими ускорениями); или, если говорить об одном и том же склоне, при существенно разных ускорениях. Для землетрясения величина смещения 10 см достигается при $(PGA/a_c)_{крит}$ ~ 2.5; для импульса *EX1* $(PGA/a_c)_{крит}$ ~ 4.5, а для импульса *EX2* уже $(PGA/a_c)_{крит}$ ~ 19. Для массовых взрывов эта величина действующего ускорения должна оказаться на два порядка выше квазистатической величины.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполненные эксперименты и расчеты, направленные на исследование эффекта инициирования оползней динамическими импульсами, продемонстрировали, что величина пикового ускорения в волне, при котором инициируется оползень, зависит как от параметров склона, так и от вида воздействия – формы импульса, угла выхода волны, величины максимальной массовой скорости. Минимальные значения *PGA*, как правило, значительно превышают величину критического ускорения, рассчитанную на основе квазистатического подхода.

Максимальным инициирующим эффектом обладают сейсмические колебания от крупных землетрясений. Заметно слабее эффект воздействия взрыва сосредоточенного заряда большой мощности. Это связано, прежде всего, с тем, что цуг волн в ближней зоне взрыва довольно короткий по сравнению с сильным землетрясением. Кроме того, следует подчеркнуть, что эффект усиления амплитуды колебаний на склоне, который наблюдается при землетрясениях [Сейсми-

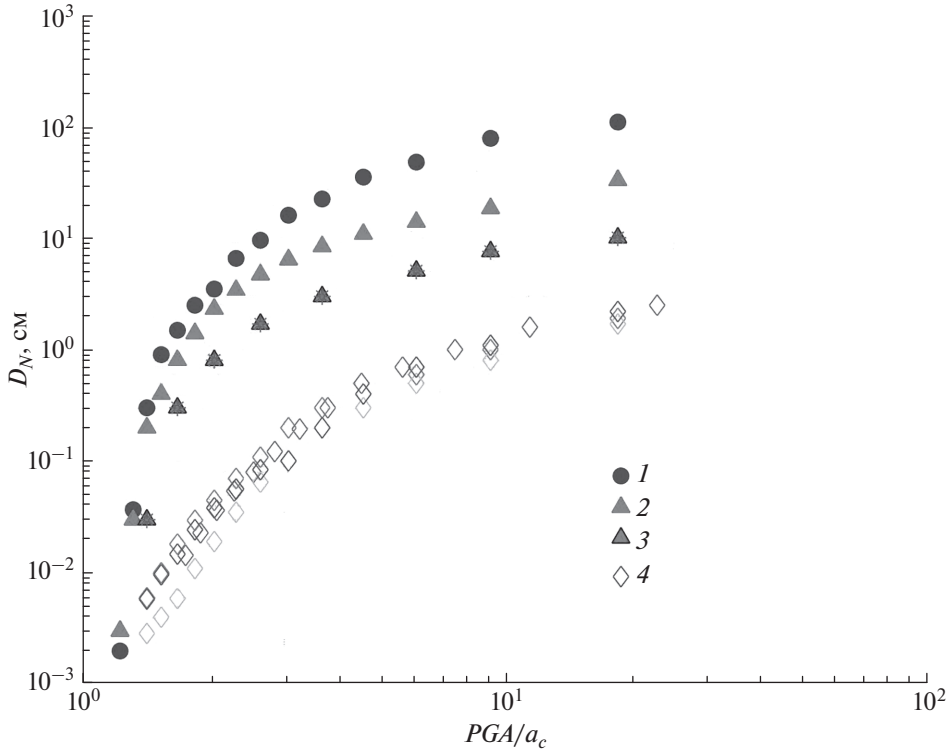


Рис. 12. Рассчитанные величины смещения Ньюмарка для разных типов сейсмических воздействий в зависимости от величины отношения PGA/a_c: *1* – землетрясение *Westmorland*; *2* – импульс *EX1*; *3* – импульс *EX2*; *4* – массовые взрывы на карьере Лебединского ГОК (10.04.2019; 06.05.2020; 27.05.2020; 25.06.2020).

ческое..., 1977], при взрыве будет заметно слабее из-за более широкого спектра сейсмовзрывных волн [Эртелева, 2015]. Различия в критических значениях величины *PGA* при воздействии на склон колебаний от землетрясений и мощных подземных взрывов может достигать порядка величины. Еще менее эффективным оказывается воздействие от взрывов в карьерах. При этом следует иметь в виду, что регулярное воздействие высокочастотных колебаний может привести к накоплению необратимых деформаций.

Эксперименты показали, что существуют минимальные величины *PGA* и *PGV*, при которых наблюдаются необратимые деформации склона. Если ускорение ниже минимального значения $PGA_{\min}$, то эффект накопления деформации склона даже в результате многократных воздействий оказывается незначительным и носит затухающий характер. Если величина массовой скорости ниже $PGV_{\min}$, то при $PGA > PGA_{\min}$ наблюдаются необратимые деформации, так что склон может быть разрушен при повторных воздействиях.

Наличие воды резко снижает запас устойчивости склона. Характер движения грунта после инициирования в опытах под водой сильно отличается от сухих склонов. Во многих случаях инициирование сопровождается задержкой во времени, либо начало движения оказывается довольно медленным, но затем материал постепенно разгоняется. Эффективная толщина сдвинутого материала при подводных событиях оказывается меньше, чем толщина оползней в опытах с сухими склонами. Несмотря на эти различия, судя по результатам тестовых экспериментов, при близких коэффициентах *FS* критические параметры для подводных и надводных склонов сопоставимы.

Вопрос динамической устойчивости подводных склонов требует дополнительного рассмотрения и должен быть предметом отдельной публикации.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Разработка концепции экспериментов проводилась в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования РФ (тема № АААА-А17-117112350020-9). Создание установки и проведение экспериментов выполнены при финансовой поддержке РФФИ (проект № 19-05-00378).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Захаров В.С., Симонов Д.А., Коптев А.И. Компьютерное моделирование сейсмогенных оползневых смещений. Электронное научное издание “ГЕОразрез”. 2009. № 1–3.

Мельников Н.Н., Козырев А.А., Лукичев С.В. Новая концепция разработки месторождений глубокими карьерами // Горный журн. 2009. № 11. С. 7–11.

Сейсмическое микрорайонирование / Под. ред. С.В. Медведева. АН СССР: Наука. 1977. 248 с.

Эртелева О.О. Спектры реакции в скоростях: оценки параметров и формы // Вопросы инженерной сейсмологии. 2015. Т. 42. № 4. С. 5–14.

Arias A. A Measure of Earthquake Intensity. Seismic Design for Nuclear Power Plants / R.J. Hansen (Ed.). Cambridge. Massachusetts: MIT Press. 1970. P. 438–483.

Arnold L.D. Seismically-Induced Rock-Slope Failure: Numerical Investigations using the Bonded Particle Model: PhD dissertation. University of Washington. USA. 2016.

Dieterich J.H. Modeling of Rock Friction: 1. Experimental results and constitutive equations // J. Geophys. Res. 1979. V. 84. P. 2161–2168.

Dingle R.V. The anatomy of a large submarine slump on a sheared continental margin (SE Africa) // J. Geol. Soc. 1977. V. 134(3). P. 293.
https://doi.org/10.1144/gsjgs.134.3.0293

Hance J.J. Development of a database and assessment of seafloor slope stability based on published literature: PhD dissertation. University of Texas. USA. 2003.

Ingles J., Darrozes J. Effects of the vertical component of ground shaking on earthquake-induced landslide displacements using generalized Newmark analysis. C. Soula // Eng. Geol. 2006. V. 86. P. 134–147.
https://doi.org/10.1016/j.enggeo.2006.02.018

Jibson R.W. Regression models for estimating coseismic landslide displacement / Ed. R.W. Jibson // Eng. Geol. 2007. V. 91(2–4). P. 209–218.

Keefer D.K., Wartman J., Navarro C. Ochoa et al. Landslides caused by the M 7.6 Tecomán, Mexico earthquake of January 21, 2003 // Eng. Geol. 2006. V. 86(2–3). P. 183–197.
https://doi.org/10.1016/j.enggeo.2006.02.017

Newmark N.M. Effects of Earthquakes on Dams and Embankments // Géotechnique. 1965. V. 15. № 2. P. 139–160.

Jibson R.W., Rathje E.M., Jibson M.W., Lee Y.W. SLAMMER: Seismic Landslide Movement Modeled using Earthquake Records // U.S. Geological Survey Techniques and Methods. 2013. № 12(B1).

Wilson R.C., Keefer D.K. Dynamic analysis of a slope failure from the 6 August 1979 Coyote Lake, California, earthquake // Bull. Seismol. Soc. Amer. 1983. V. 73. P. 863–877.

Slope Failure Initiation by Seismic Loading from Different Sources

G. G. Kocharyan[a], A. N. Besedina[a], S. B. Kishkina[a, *], D. V. Pavlov[a], Z. Z. Sharafiev[a], and P. A. Kamenev[b]

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

[b] *Institute of Marine Geology and Geophysics, Far Eastern Branch, Russian Academy of Sciences, Yuzhno-Sakhalinsk, 693022 Russia*

**e-mail: Svetlank@gmail.com*

The results of laboratory studies on the criteria of slope failure initiated by pulsed dynamic loading in the range of peak ground velocities (*PGV*) from 0.003 to 1.3 m/s and peak ground accelerations (*PGA*) from 0.01 to above 170*g* are presented. The critical values of the parameters of dynamic loads on the model slopes are established. The landslide formation is observed starting from a minimum *PGA* value that is significantly higher than the critical acceleration calculated based on quasi static approach. At the same time, with close static stability factors, critical parameters for underwater and above-water slopes are comparable despite the fact that the character of movement of ground material after initiation in the experiments under water strongly differs from that on the above-water slopes. It is shown that there are minimal *PGA* and *PGV* values at which irreversible slope deformations are observed. When the acceleration is below the minimum PGA_{min}, then significant irreversible deformations are not observed at any *PGV*. When the mass velocity is below PGV_{min}, than at $PGA > PGA_{min}$, irreversible deformations take place, and a repeated impact may cause a slope to fail. Using the Newmark approximation, slope stability is calculated for various impact types: earthquakes of different magnitudes, mass quarry explosions, and high-yield underground explosions.

Keywords: slope processes, landslides, slope failure, seismic shaking, earthquakes, explosions

ФИЗИКА ЗЕМЛИ, 2021, № 5, с. 55–73

УДК 550.34

МОДЕЛИРОВАНИЕ ИНДУЦИРОВАННОЙ СЕЙСМИЧНОСТИ НА ОСНОВЕ ДВУХПАРАМЕТРИЧЕСКОГО ЗАКОНА *RATE-AND-STATE*

© 2021 г. В. Ю. Рига[1, *], С. Б. Турунтаев[1, 2, 3, **]

[1]*Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова, г. Москва, Россия*

[2]*Институт динамики геосфер имени академика М.А. Садовского РАН, г. Москва, Россия*

[3]*Московский физико-технический институт, г. Москва, Россия*

**E-mail: rigavu92@gmail.com*

***E-mail: s.turuntaev@gmail.com*

Поступила в редакцию 23.03.2021 г.
После доработки 16.04.2021 г.
Принята к публикации 16.04.2021 г.

Рассматривается вопрос численного моделирования сейсмичности, индуцированной закачкой флюида в недра. Одним из важных факторов, определяющих динамику скольжения тектонических разломов в процессе воздействия, является вид закона трения, действующего на берегах разломов. Путем численного анализа, проведенного в рамках слайдер-модели в сопоставлении с результатами лабораторных экспериментов, показано, что двухпараметрическая форма закона трения типа *rate-and-state* позволяет описывать наиболее широкий спектр наблюдаемых режимов скольжения. На основе модели двойной пористости, а также слайдер-модели трещин моделируется индуцированная сейсмичность в районе г. Базель, Швейцария, возникшая в ходе реализации проекта по использованию геотермальной энергии. Представлена физически полная модель вложенных трещин, позволяющая моделировать процесс фильтрации флюида в породе, содержащей трещины или разломы, с учетом изменения фильтрационных свойств последних. Процесс деформации разлома описывается с использованием метода разрывных смещений. Модель применяется для анализа результатов натурного эксперимента по закачке воды в разлом на юге Франции. Исследуется развитие подвижек разлома в зависимости от различных параметров: свойств разлома, фильтрационных свойств породы, параметров закачки. Найдены условия, при которых в рамках предложенной модели возможно возникновение сейсмических подвижек.

Ключевые слова: индуцированная сейсмичность, закон *rate-and-state*, тектонический разлом, фильтрация, флюидодинамика.

DOI: 10.31857/S000233372105015X

ВВЕДЕНИЕ

Задача моделирования и прогнозирования развития сейсмических процессов техногенного характера в настоящее время является весьма актуальной. Это связано с наблюдением все большего количества случаев индуцированной и триггерной сейсмичности, вызванной деятельностью человека, а также с необходимостью оценки последствий такого воздействия при добыче углеводородов, использовании геотермальной энергии и др. [McGarr et al., 2002; Ellsworth et al., 2015; Адушкин, Турунтаев, 2015]. В настоящее время для оценки риска возникновения опасной сейсмичности и принятия мер для предотвращения такой ситуации используется так называемый "светофорный" принцип [Bommer et al., 2006], согласно которому воздействие должно быть уменьшено или прекращено, если магнитуда индуцированных сейсмических событий достигает определенных критических значений (обычно порядка 2 и 3 соответственно). Недостатком такого подхода является отсутствие обоснованной оценки развития сейсмичности в случае продолжения закачки и оценки ожидаемой максимальной магнитуды землетрясения, что в ряде случаев приводит как к переоценке, так и к недооценке опасности. К примеру, из-за возникновения сейсмичности в результате закачки воды на глубину более 5 км с целью использования геотермальной энергии в районе г. Базель [Häring et al., 2008] данный проект был закрыт, что привело к значительным убыткам (порядка 100 млн евро). В ходе закачки воды в тех же целях в г. Пхохан в Южной Корее была отмечена умеренная сейсмичность, однако проект не был остановлен, и произошло одно из крупнейших для этого региона землетрясений [Ellsworth et al., 2019]. Эти и другие примеры наглядно показывают необходимость предвари-

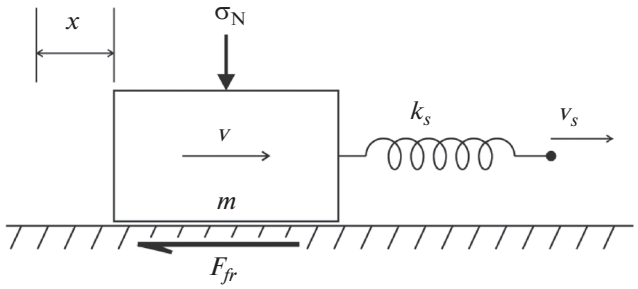


Рис. 1. Схема слайдер-модели.

тельного моделирования последствий флюидного воздействия на разломные зоны и оценки рисков с целью минимизации последующих издержек.

Наиболее распространенная модель землетрясения (в упрощенном виде) заключается в том, что существующее на отдельных участках разлома трение препятствует взаимному движению его берегов и способствует накоплению сдвиговых напряжений до критического уровня [Brace, Byerlee, 1966], после достижения которого происходит подвижка по разлому и землетрясение. Модели, которые бы описывали весь спектр физических явлений, происходящих при закачке флюида и подвижкам по трещинам/разломам, достаточно трудоемки в вычислительном плане, ими стали активно заниматься относительно недавно. Помимо вычислительных проблем, актуальны и вопросы выбора адекватной физической модели закона трения, действующего на берегах разлома [Lay, 2009].

В настоящей статье приводится краткий обзор вариантов закона трения типа *rate-and-state* и на основе численного анализа и сопоставления с данными экспериментов [Будков и др., 2015; Kocharyan et al., 2014] показывается, что двухпараметрический закон трения [Gu et al., 1984] с введением вязкого слагаемого позволяет описывать наиболее широкий спектр скольжений. Предложена модель влияния закачки на развитие сейсмичности, в которой влияние раскрытия трещин на процесс фильтрации учитывается, как увеличение проницаемости породы с ростом давления, а подвижки по трещинам описываются с использованием двухпараметрического закона трения. Эта модель применяется к анализу сейсмичности в районе Базельского геотермального проекта. Также рассмотрена модель фильтрации, описывающая явно процесс изменения проницаемости протяженного разлома с ростом порового давления. Для этого предложена модель вложенных трещин, которая позволяет корректно описывать процесс фильтрации в малопроницаемой породе, вмещающей высокопроницаемый разлом. Рассмотрены случаи, когда давление жидкости не превышает нормального напряжения, действующего на разлом, но при этом происходит его деформация в касательном направлении. Данный подход использован применительно к результатам натурного эксперимента, который проводился на юге Франции [Guglielmi et al., 2015]. Рассматривается единичный разлом (неоднородный по параметрам закона трения) в бесконечной однородной упругой слабопроницаемой среде. Для того, чтобы воссоздать натурные условия, в модели из экспериментальных данных были взяты геомеханические параметры среды, история закачки воды, начальная ширина трещины. Посредством численного моделирования было выявлено, каково влияние различных параметров модели (нормальной жесткости разлома, проницаемости коллектора, параметров законов трения) на деформацию разлома. Рассматривались различные модельные случаи, в которых варьировалось расположение зоны разупрочнения на разломе и параметры закачки: удаление скважины от разлома, темпы закачки, суммарный объем закачки, начальное значение касательных напряжений, действующих на разломе. В результате анализа результатов численного эксперимента получены закономерности, определяющие зависимость параметров деформации разлома от упомянутых величин.

ВЫБОР ВИДА ЗАКОНА ТРЕНИЯ НА ОСНОВЕ ЛАБОРАТОРНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Для выбора вида закона трения, позволяющего наиболее адекватно описывать сейсмогенерирующие и асейсмичные подвижки по разломам, воспользуемся так называемой слайдер-моделью (рис. 1) и результатами лабораторных экспериментов, описанных в работе [Budkov, Kocharyan, 2017]. Блок, лежащий на подложке и находящийся под действием постоянной нормальной силы $\sigma_N\sigma_N$, приводится в движения посредством силы натяжения пружины, конец которой движется с постоянной скоростью v_s (скорость протяжки). Трение между блоком и подложкой определяется законом трения *rate-and-state*, т.е. зависит от скорости скольжения блока (v) и параметра состояния контакта θ. Движение блока описывается в общем виде системой уравнений:

$$\begin{cases} m\ddot{x} = k_s\left(v_s t - x\right) - F_{fr} \\ F_{fr} = \sigma_N \mu\left(v,\theta\right) \\ \dot{\theta} = \theta\left(v\right) \end{cases}. \qquad (1)$$

Для описания трения наиболее часто используется однопараметрический вариант уравнения *rate-and-state* [Dieterich et al., 1979; Ruina et al., 1998; Budkov et al., 2017; Кочарян, 2014], который можно записать в виде:

$$\mu = \mu_0 + a\ln\left(\frac{V}{V^*}\right) + b\ln\left(\frac{V^*\theta}{L}\right), \quad (2)$$

где: μ, μ_0 – коэффициенты трения движения и покоя; v – скорость скольжения; a, b, v^* и L – параметры; θ – переменная состояния, значение которой характеризует состояние скользящих поверхностей и эволюция которой во времени определяется уравнением:

$$\dot{\theta} = 1 - \left(\frac{V\theta}{L}\right). \quad (3)$$

Помимо (3) существуют и другие формы уравнения состояния, например [Gu et al., 1984]:

$$\mu = \mu_0 + a\ln\left(\frac{V}{V*}\right) + \theta, \quad (4)$$

$$\dot{\theta} = -\frac{V}{L}\left[\theta + b\ln\left(\frac{V}{V*}\right)\right]. \quad (5)$$

Если блок скользит со скоростью протяжки, и при этом параметр состояния не меняется, то такое скольжение является стационарным. Если система в процессе стационарного скольжения испытает небольшое возмущение, например изменение скорости протяжки, то скольжение может стать нестабильным (т.е. система не перейдет в новое стационарное состояние, скорость блока будет постоянно меняться). Для этого должны выполниться два условия: $a < b$ и $k_s < k_{cr}$, где k_{cr} – критическое значение жесткости, определяемое параметрами закона трения. Если же какое-либо их этих условий не выполняется, то скольжение будет стабильным.

В работе [Gu et al., 1984] приведен пример экспериментальных данных, которые не удается описывать в рамках однопараметрического закона, и возникает необходимость использовать двухпараметрический:

$$\mu = \mu_0 + a\ln\left(\frac{V}{V*}\right) + \theta_1 + \theta_2, \quad (6)$$

$$\dot{\theta}_i = -\frac{V}{L_i}\left[\theta_i + b_i\ln\left(\frac{V}{V*}\right)\right]. \quad (7)$$

В двухпараметрическом законе трения величина $b_1 + b_2$ выполняет такую же роль, как и величина b в однопараметрическом законе. Двухпараметрический закон трения не нашел широкого применения, за исключением ряда случаев описания лабораторных экспериментов. Однако наблюдаемые как в природе, так и в лабораторных экспериментах процессы скольжения обычно характеризуются хаотическим (апериодическим) движением. В работе [Erickson et al., 2008] рассматривается слайдер-модель с законом трения, описываемым однопараметрическим уравнением. Авторы в результате численных экспериментов смогли получить реализацию хаотического движения, однако оно наблюдалось при значении безразмерного параметра $\varepsilon = \frac{b-a}{a} > 11$. Такое значение параметра ε значительно превышает значения, полученные в экспериментальных работах, согласно которым эта величина очень часто меньше 1 [Okazaki, Katayama, 2015; Capenter et al., 2014; 2015; Marone, Saffer, 2015]. Двухпараметрический закон трения позволяет получать реализации хаотического движения при значительно меньших величинах параметра ε.

Анализ наличия хаотических решений систем дифференциальных уравнений и условий появления таких решений удобно проводить с помощью отображения Пуанкаре [Guckenheimer, Holmes, 1983], представляющего собой проекцию фазовых траекторий на гиперплоскость в фазовом пространстве, осуществляемую вдоль траекторий. Для рассматриваемой задачи в качестве гиперплоскости была взята поверхность, на которой скорость скольжения блока равна скорости протяжки. На рис. 2 показана зависимость количества точек отображения Пуанкаре от параметра ε при фиксированном значении других параметров и разных значениях величины $\rho = L_2/L_1$. По оси ординат отложены безразмерные координаты блока $\left(x_{\text{dim}} = \frac{x}{L_1 + L_2}\right)$ для точек пересечения. Фазовые орбиты с единичным периодом на таком графике представляются одной точкой, с двойным периодом – двумя и т.д. Хаотические орбиты отображаются набором произвольно распределенных точек. Из представленных графиков видна тенденция: по мере приближения параметра ρ к 1 увеличивается критическое значение величины ε, начиная с которого наблюдается хаотическое движение. При $\rho = 1$ двухпараметрический закон трения вырождается в однопараметрический, чем больше ρ отличается от 1, тем больше разница параметров состояния θ_1 и θ_2. Результаты остаются верными при других значениях остальных величин (b_1/b_2, k_s/k_{cr} и пр.). Полученные результаты свидетельствуют, что для описания хаотического движения надо использовать как минимум двухпараметрический закон трения.

Рассмотренные выше “классические” законы трения не позволяют описывать медленные события. Поэтому была рассмотрена модификация закона трения путем введения дополнительного члена типа вязкости (8) и изменением закона эволюции параметра θ (9) [Budkov et al., 2017; Kato et al., 2001]:

$$\tau = \tau_* + \sigma_n\left(A\ln\left(\frac{V}{V^*}\right) + \theta_1 + \theta_2\right) + \eta^* v, \quad (8)$$

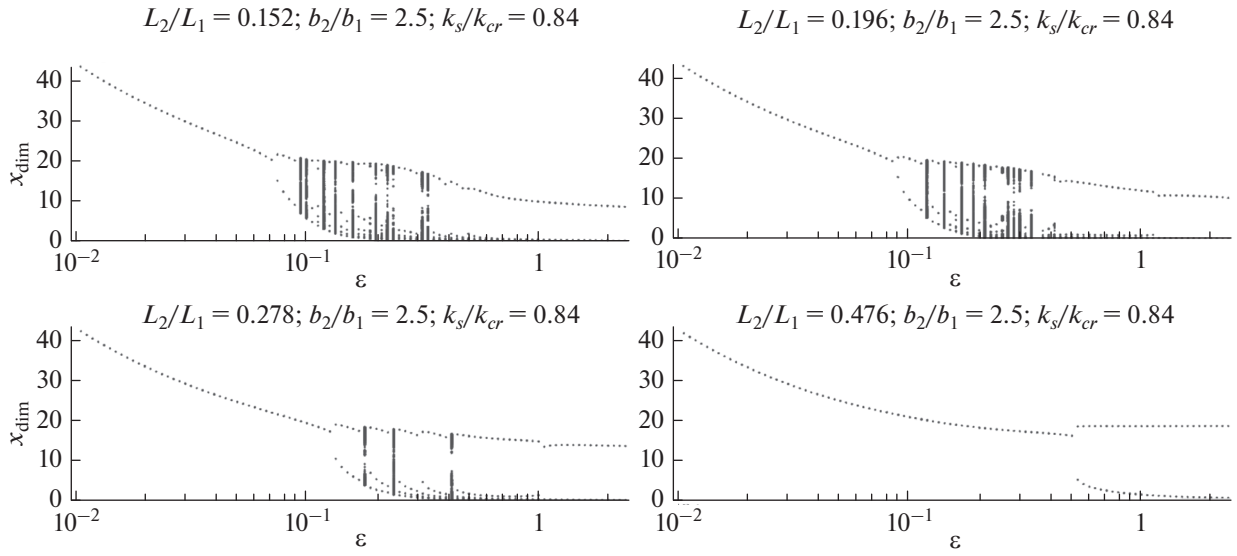


Рис. 2. По вертикальной оси – карта безразмерных координат блока точек отображения Пуанкаре; по горизонтальной – значение величины ε. Показаны случаи для различных соотношений величины L_2/L_1.

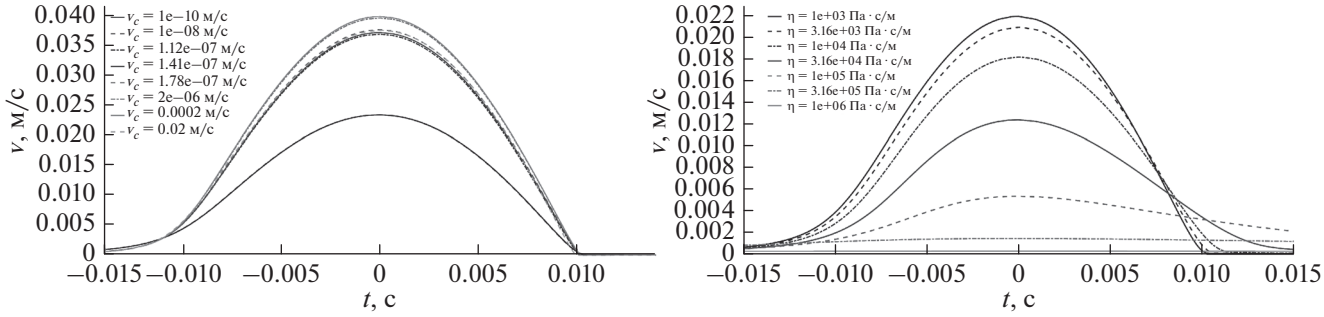


Рис. 3. Изменение профиля скорости смещения блока при различных значениях v_c (слева) или η (справа) при неизменных других параметрах.

$$\begin{cases} \tau = \tau_* + \sigma_n \left(A \ln\left(\frac{v}{v^*}\right) + b_1 \ln\left(\frac{v^*\theta_1}{L_1}\right) + b_1 \ln\left(\frac{v^*\theta_2}{L_2}\right)\right) \\ \dot{\theta}_i = e^{-\frac{v}{v_c}} - \frac{v^*\theta_i}{L_i}\left(\frac{v^*\theta_i}{L_i}\right) \end{cases}, \quad (9)$$

здесь для удобства введена переменная $\eta^* = \frac{\eta}{l}$, где: l – ширина межблокового контакта; η – динамическая вязкость межблокового контакта; v_c – критическая скорость.

На рис. 3 представлено изменение эпюры скорости по мере изменения параметра v_c и параметра η.

Как видно на рис. 3, новый параметр в уравнении для $\dot{\theta}_i$ оказывает слабое влияние на ширину пика скорости смещения блока, при этом значительно влияет на максимальное значение скорости. Модификация закона трения путем введения дополнительного слагаемого позволяет достаточно эффективно изменять ширину пика скорости, "растягивая" его по мере увеличения параметра вязкости. При этом уменьшается максимальная скорость. Т.к. параметры a, b_1, b_2 в основном влияют на амплитуду, но не на длительность импульса, использование вязкого слагаемого позволяет достаточно эффективно "подстраиваться" под конкретную эпюру скорости.

Рисунок 4 демонстрирует эпюры скорости движения блока для однопараметрического закона при изменении параметра b и для 2-параметрического при изменении параметра b_1. Наличие двух параметров позволяет менять форму пика.

Стоит отметить, что по мере увеличения вязкого слагаемого уменьшается вероятность развития хаотических подвижек, а для описания "медленных" скольжений величина безразмерной вязкости должна быть достаточно большой. Поэтому критерием успешного описания скольже-

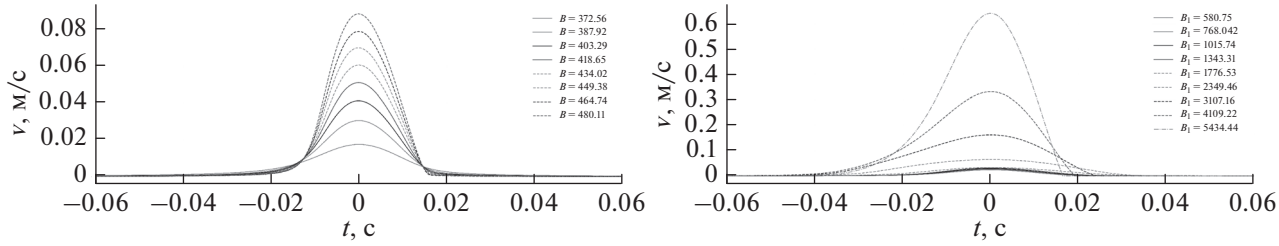


Рис. 4. Изменение эпюры скорости по мере изменения параметра B (слева) для однопараметрического закона трения или параметра B_1 (справа) при фиксированном B_2 для двухпараметрического закона трения ($B = b\sigma_n$).

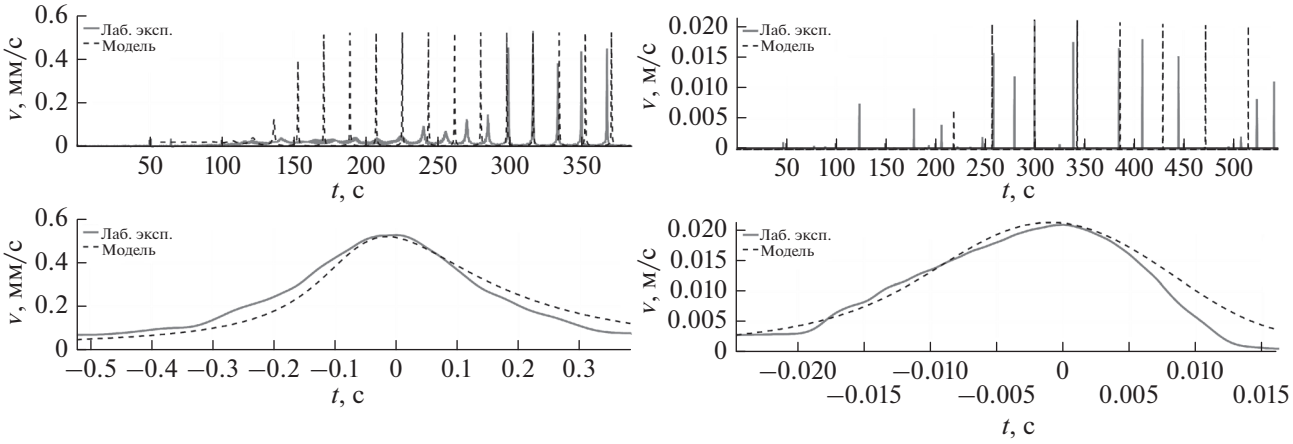


Рис. 5. Профиль скорости. Лабораторные данные и модель: слева – NaCl в виде заполнителя, справа – увлажненная глина [Рига и др., 2018].

ния является воспроизведение эпюры скорости единичного скачка и усредненного периода повторяемости событий.

Для периодического скольжения удается достаточно хорошо воспроизвести как форму скачка, так и их повторяемость (рис. 5). Для апериодического сложного движения удается получить среднюю повторяемость и форму скачка.

ИНДУЦИРОВАННАЯ СЕЙСМИЧНОСТЬ В РАЙОНЕ БАЗЕЛЬСКОГО ГЕОТЕРМАЛЬНОГО ПРОЕКТА

Характеристика геотермальной системы Базель 1

Проект по производству геотермальной энергии в городе Базель был начат в 2006 г. В регионе предварительно была создана сеть сейсмического мониторинга, начавшая функционировать в феврале 2006 г. В период между маем и октябрем была пробурена скважина Basel 1 на глубину около 5 км, 2 декабря началась закачка воды. Планировалось проводить закачку в течение 21 дня, но в первые шесть дней наблюдалось повышение сейсмической активности, в том числе произошло землетрясение с магнитудой ML 2.6, и было решено прекратить закачку. Спустя пять часов произошло сейсмическое событие с магнитудой ML 3.4, в течение следующего года было зафиксировано порядка 3700 событий [Diechmann et al., 2014].

Регион, в котором располагается г. Базель, характеризуется следующими величинами компонент напряжений на глубине 4900 м [Häring et al., 2008]: $S_{h\min} = 84$ МПа, $S_V = 122$ МПа, $S_{H\max} = 160$ МПа, где $S_{H\max}$, $S_{h\min}$ – максимальное и минимальное горизонтальные напряжения, S_V – вертикальное напряжение. Азимут $S_{H\max}$ равен 144° ± 14°, азимут $S_{h\min}$ равен 54° ± 14°. На основе акустического каротажа было получено азимутальное распределение трещин, соответствующее ориентации максимальной горизонтальной компоненты напряжений.

В ноябре 2006 г. был проведен 75-часовой тест по закачке воды, интерпретация полученных данных дала среднее значение эффективной проницаемости 1×10^{-17} м^2. Дальнейший анализ показал, что течение в породе является билинейным (течение по порам и по системе трещин), причем преобладающим является течение по трещинам. Во время закачки давление в резервуаре увеличи-

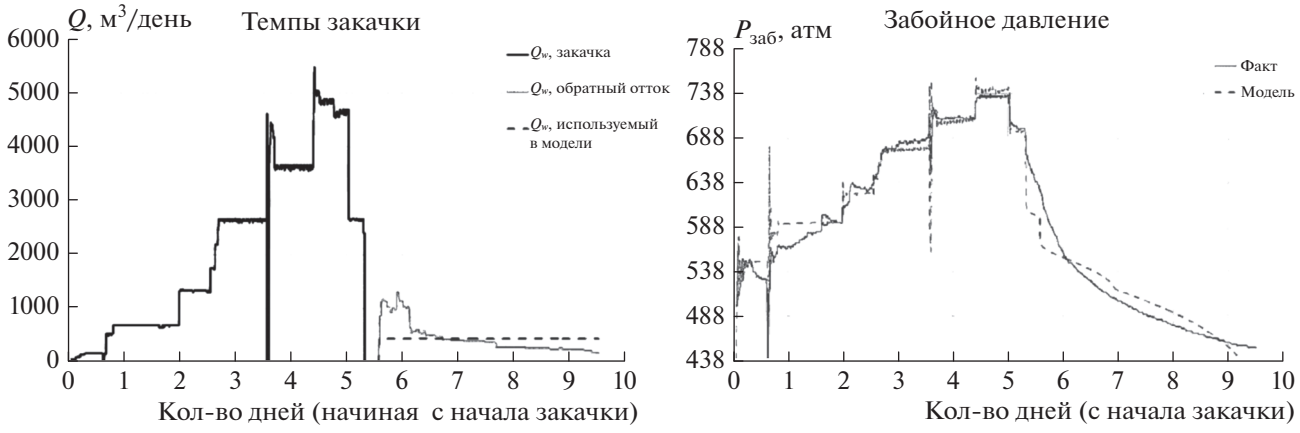


Рис. 6. Слева – темпы закачки и темпы отбора воды. Справа – изменение забойного давления (факт и модель).

вается, что приводит к раскрытию трещин и увеличению их проводимости до 400 раз [Häring et al., 2008]. В работе [Dinske, 2011] на основе микросейсмических данных определен усредненный тензор коэффициентов проницаемости породы в предположении, что порода обладает пористой проводимостью $k = \begin{pmatrix} 14 & 0 & 0 \\ 0 & 67.7 & 0 \\ 0 & 0 & 121.3 \end{pmatrix}$ [мкД]. Ось Z (3-я главная ось тензора) практически вертикальна (составляет угол в 1° с вертикалью), азимут оси Y равен 150°, т.е. ось Y практически совпадает с направлением максимального горизонтального напряжения. Основываясь на распределении сейсмических событий по глубине в первые часы и в первый день, автор работы [Dinske, 2011] пришел к выводу, что лишь 46 м отрытой части ствола скважины непосредственно гидродинамически связаны с резервуаром. Учитывалось, что необсаженная часть ствола начинается с глубины 4379 м.

Моделирование фильтрационных и сейсмических процессов в районе Базельского геотермального проекта

Для моделирования фильтрации флюида в настоящей работе использовался симулятор MATLAB [Lie, 2016]. В силу сложности фильтрационных процессов в резервуаре и ограниченности имеющихся данных сделано несколько упрощений. Так, проницаемость породы и объем, охваченный фильтрацией (расчетная область), подбирались такими, чтобы по известным расходам при закачке получить соответствие между рассчитанным и измеренным забойным давлением в скважине. По аналогии с [Dinske, 2011] при моделировании примем, что резервуар обладает пористой проводимостью, но для имитации эффекта увеличения проводимости трещин вследствие увеличения давления, будем считать, что, начиная с некоторого давления, часть компонент тензора проницаемости в рассматриваемой расчетной ячейке растет пропорционально давлению (простейшая линейная аппроксимация). Отношение проницаемости при максимальном забойном давлении к начальной проницаемости будем считать равным нескольким сотням. Примем, что расход обратного тока воды через скважину после остановки закачки постоянен, суммарный объем откачанной воды равен исходному. Данный подход проиллюстрирован на рис. 6, там же показано сопоставление рассчитанного и измеренного забойного давления.

Разломную зону представим в виде набора трещин, которые не связаны между собой. Каждую трещину, в соответствии со слайдер-моделью, представим набором упруго связанных блоков. [McClure, 2016; Kato, 2003; 2004] предлагают разбиение разломных зон на множество дискретных элементов и рассмотрение безынерционной системы. По аналогии с этим подходом будем рассматривать безынерционные системы, что значительно ускоряет вычислительный процесс. Каждую трещину представим в виде набора трех блоков. Для крайних двух выполняется соотношение $a > b_1 + b_2$ (скольжение с упрочнением), для среднего блока $a < b_1 + b_2$ скольжение с разупрочнением), также вводится слагаемое, учитывающее динамическую вязкость контакта. Вначале все трещины неактивны. Для того, чтобы избежать неопределенностей из-за наличия логарифма в законе трения и неопределенности в начальных значениях параметров состояния (θ_i), задано условие, что до активации трещины скользят стабильно с пренебрежимо малой скоростью. При повышении порового давлением происходит “срыв” трещины – она активируется и начинает скользить.

Таблица 1. Средние значения параметров модели приведены для двух примеров расчетов

Параметр	Количество сегментов	
	300	600
L_1	135 мкм	56 мкм
L_2	150 мкм	159 мкм
b_1	0.00149	0.00072
b_2	0.0009	0.00107
a	Центральный блок: 0.00225 Крайние блоки: 0.00275	Центральный блок: 0.00169 Крайние блоки: 0.00205
η	11803 Па/(м/с)	6910 Па/(м/с)
k_s	3.44×10^9 Н/(м · м^2)	1.58×10^9 Н/(м · м^2)
k_1	5.36×10^8 Н/(м · м^2)	1.41×10^8 Н/(м · м^2)

Таким образом, система уравнений, описывающих безынерционное движение блоков, составляющих каждую трещину, становится следующей (закон трения взят в форме (8)):

$$\begin{cases} 0 = k_1(u_0 t - x_1) - k_{12}(x_1 - x_2) - \tau_{fr1}\left(v_1, \theta_1^{1,2}\right) \\ 0 = k_2(u_0 t - x_2) + k_{12}(x_1 - x_2) - \\ - k_{23}(x_2 - x_3) - \tau_{fr2}\left(v_2, \theta_1^{1,2}\right) \\ 0 = k_3(u_0 t - x_3) - k_{23}(x_2 - x_3) - \tau_{fr3}\left(v_2, \theta_1^{1,2}\right) \end{cases}. \quad (10)$$

Система уравнений решалась с помощью явного метода Рунге–Кутта четвертого порядка с адаптивным шагом по времени [Press et al., 2007]. Скорость каждого блока вычислялась при помощи итеративного метода Ньютона. В начале расчета все блоки покоятся, затем, как только касательное напряжение превышает силу трения, блоки начинают свое движение. Если в результате движения и изменения поля давлений сила трения вновь превышает касательное напряжение, блок останавливается.

На основе данных [Haring et al., 2008] принята следующая оценка диапазона начальной разности между касательным напряжением вдоль берега трещины и силой трения на единицу площади: $\Delta\tau$ = 6–10 МПа (на глубине закачки). Для каждой трещины значение бралось случайным образом из указанного промежутка. Для моделирования неоднородности трещин параметры закона трения брались случайным образом в диапазоне ±5% от среднего. Результаты сейсмических наблюдений показали, что источники сейсмических сигналов находились практически в одной плоскости [Häring et al., 2008]. Соответственно, было принято упрощение, что трещины распределены по расчетным ячейкам центральной плоскости, проходящей через скважину, случайным образом, площадь каждого сегмента равна площади соответствующей ячейки, общее количество трещин в расчетах варьировалось. После проведения расчетов анализировалась зависимость скорости блоков от времени, выделялись случаи срывов – “сейсмические события”, совпадающие по времени события в близких ячейках расчетной сетки объединялись в одно крупное событие. Сейсмический момент события рассчитывался по формуле:

$$M_0 = GS\Delta x, \quad (11)$$

где: G – модуль сдвига; S – площадь поверхности блока; Δx – смещение блока при срыве.

Были проведены расчеты для различного количества блоков: 300, 600 и 1000. Пример набора параметров закона трения, использовавшихся в расчете, приведен в табл. 1. Примеры результатов вычислений показаны на рис. 7–рис. 8.

Видно, что характер поведения модельной сейсмичности схож с характером фактической сейсмичности: первое событие происходит приблизительно спустя день после начала закачки, пик сейсмичности приходится практически на момент окончания закачки (4500 с), далее сейсмичность идет на убыль. Как видно из графиков накопленного сейсмического момента, модель с достаточным количеством сегментов (600) хорошо качественно и количественно воспроизводит фактические данные. Для смоделированной сейсмичности также наблюдается резкий рост накопленного момента в узкий интервал времени, но по сравнению с фактическими данными, этот рост более плавный и заканчивается несколько раньше. Данные отличия вполне ожидаемы в рамках используемой модели и могут быть объяснены тем, что использованная модель сейсмичности упрощенная. Главным эффектом, который не учитывается, является наличие дальней упругой связи блоков.

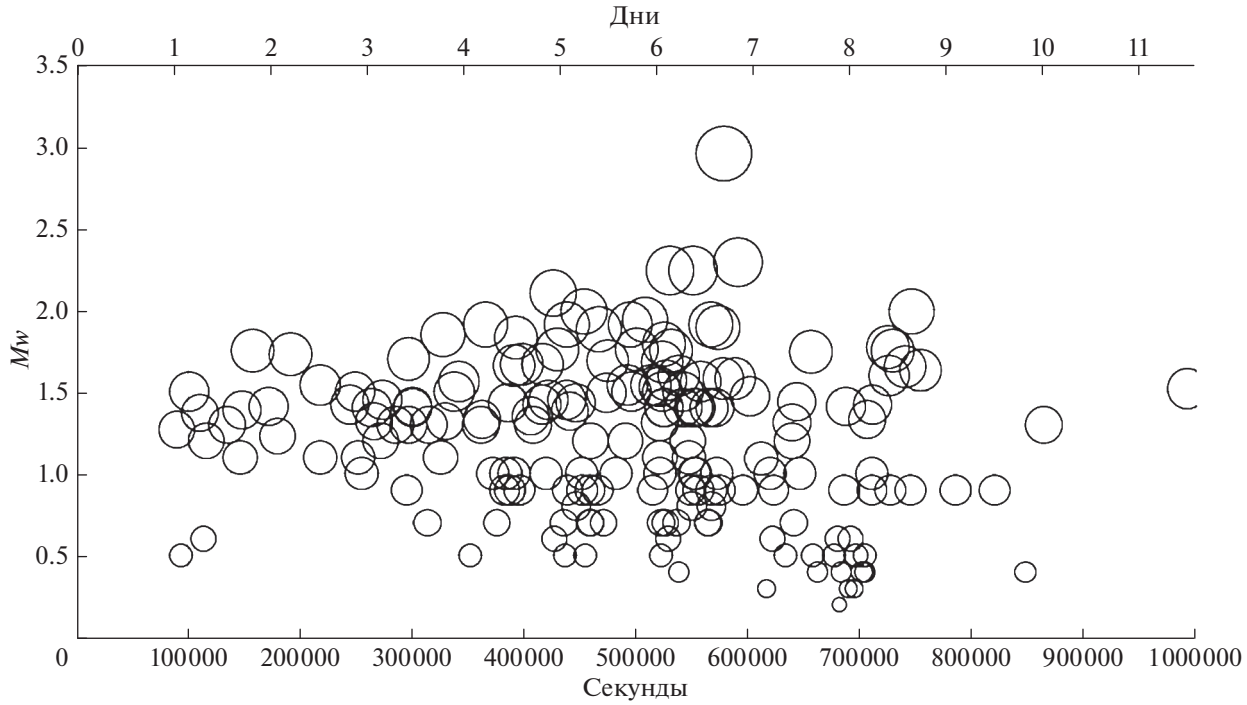


Рис. 7. Фактическая сейсмичность в районе скважины Базель 1.

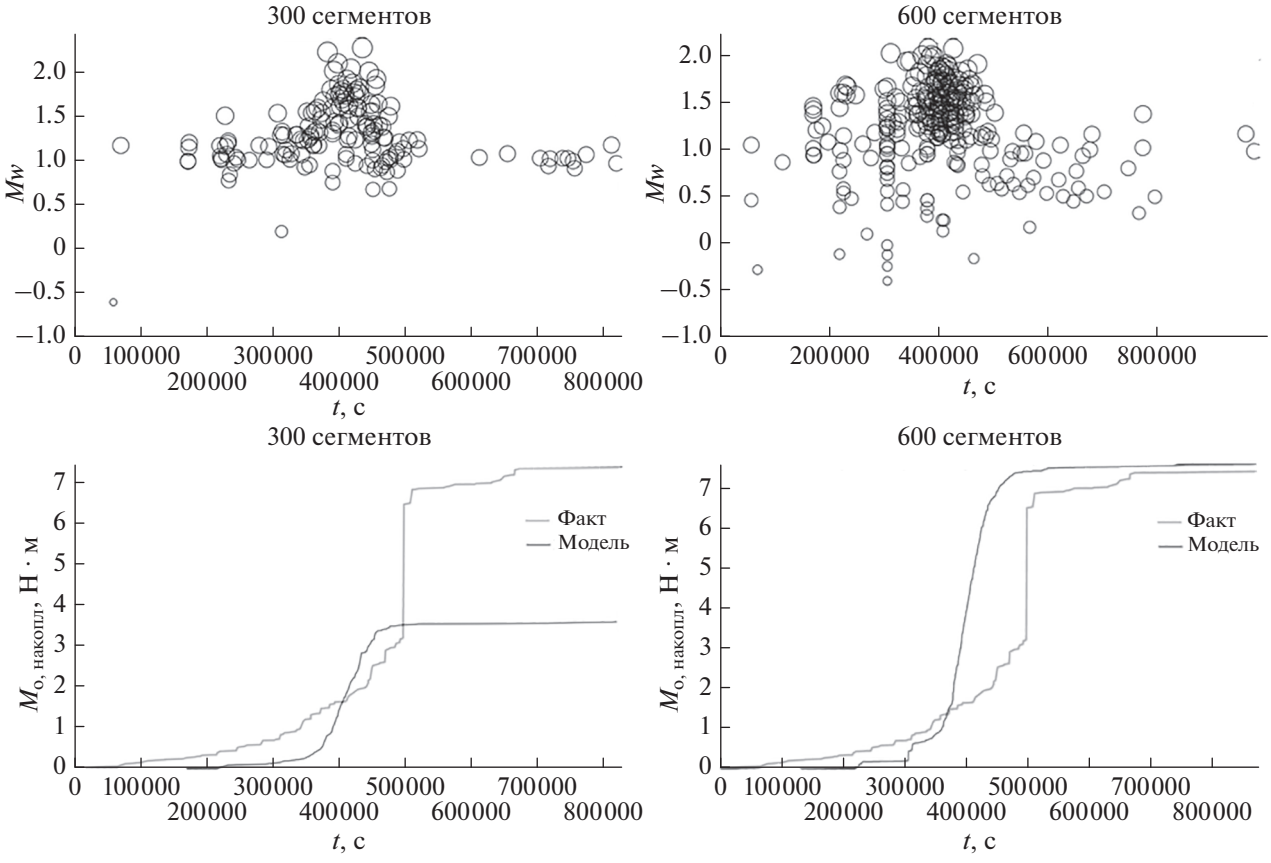


Рис. 8. Верхние рисунки – расчетные значения моментных магнитуд сейсмических событий. Нижние – накопленный сейсмический момент для фактического и смоделированного каталогов событий.

ВЛИЯНИЕ ЗАКАЧКИ НА ЕДИНИЧНЫЙ РАЗЛОМ

Описание модели

Рассматривается единичный разлом в бесконечной однородной упругой слабопроницаемой среде (рис. 9). Разлом высокопроницаем и его проницаемость растет по мере увеличения порового давления. Решается несвязанная задача фильтрации флюида и деформации разлома с пренебрежением изменения поля полных напряжений: считается, что из-за изменения порового давления меняются лишь эффективные напряжения. Данные для моделирования (геомеханические параметры среды, история закачки воды, начальная ширина разлома) брались из данных натурного эксперимента по закачке воды в разлом на юге Франции [Cappa et al., 2018; Guglielmi et al., 2015].

Для моделирования фильтрации использовался метод вложенных трещин, в котором сетки для матрицы породы и для трещин создаются независимо, что позволяет избежать проблемы создания сложных сеток с увеличением разрешения сетки в районе разлома. Метод был реализован на основе пакета Matlab Simulation Toolbox (MRST). Процесс фильтрации описывается уравнением неразрывности и уравнением Дарси:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\varphi\rho) + \nabla(\rho\mathbf{v}) = q, \tag{12}$$

$$\mathbf{v} = -\frac{k}{\mu}\nabla p, \tag{13}$$

где: φ – пористость породы; ρ – плотность флюида; $\mathbf{v}$ – вектор фильтрации Дарси; q – источниковый член; k – проницаемость; μ – вязкость флюида. Флюид и порода считались слабосжимаемыми.

Для определения проницаемости разлома использовался кубический закон течения между двумя плоскостями, но в качестве ширины зазора использовалось не расстояние между берегами разлома, а эффективная гидродинамическая ширина, которая меняется при изменении давления вследствие деформации контактной зоны разлома [Witherspoon et al., 1980]:

$$a_h = a_{h0} + \frac{\Delta p}{k_n}, \tag{14}$$

где: a_{h0} – начальное значение ширины; k_n – нормальная жесткость разлома.

Взаимодействие матрицы и разлома осуществлялось посредством перетока жидкости между этими двумя системами. Для описания перетока использовалась двухточечная схема аппроксимации, когда объемный поток жидкости пропорционален перепаду давлений в центрах ячеек:

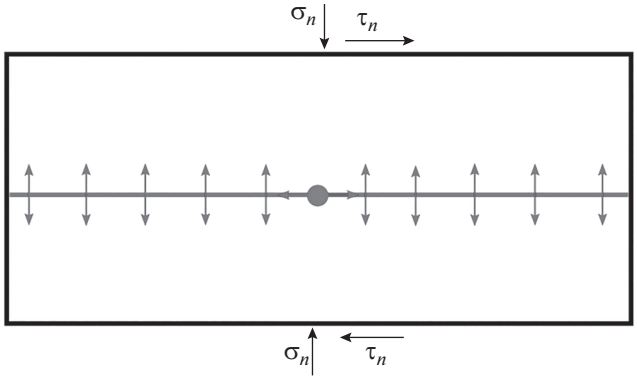


Рис. 9. Схематическое изображение исследуемого процесса.

$$v_{ik} = \frac{T_{ik}}{\mu}(p_i - p_k), \tag{15}$$

где T_{ik} – проводимость между ячейками i и k.

Метод определения проводимости между двумя ячейками зависит от типа этих ячеек. Для двух матричных ячеек имеем:

$$T_{ik} = \frac{T_{i,k} + T_{k,i}}{T_{i,k}T_{k,i}}, \tag{16}$$

$$T_{i,k} = A_{i,k}k_i\frac{\mathbf{c}_{i,k}\cdot\mathbf{n}_{i,k}}{|\mathbf{c}_{i,k}|^2}, \tag{17}$$

где: $T_{i,k}$ – односторонняя проводимость или полупроводимость; $A_{i,k}$ – площадь общей грани (индекс через запятую соответствует ячейке, на границе с которой вычисляется полупроводимость); $\mathbf{c}_{i,k}$ – вектор от центра ячейки i до центра общей грани; $\mathbf{n}_{i,k}$ – вектор нормали к общей границе (рис. 10). Формула (15) является общей для всевозможных комбинаций ячеек матрицы и трещины. Для вычисления полупроводимости между ячейкой матрицы и границей ячейки разлома в (16) используется усредненное расстояние между точками ячейки матрицы и элементом разлома.

Для скважины и элемента разлома используется следующая формула [McClure, 2012]:

$$T_{fk,w} = \frac{2ha_k^3}{12l_k}, \tag{18}$$

где: a_k – динамическая ширина элемента разлома; l_k – длина элемента.

Для моделирования процесса деформации разлома использовался метод разрывных смещений [Shou, Crouch, 1995], рассматривалось только смещение элементов разлома вдоль его плоскости. При вычислении общей матрицы жесткости отбрасывались элементы строк матрицы, значе-

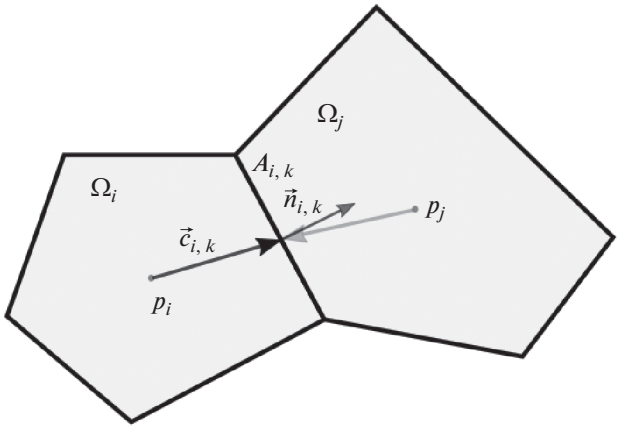


Рис. 10. Две матричных ячейки.

ние которых меньше на 4 порядка, чем соответствующий диагональный элемент. Таким образом, данная матрица получалась разреженной. Для каждого элемента скорость скольжения определяется как производная смещений по времени. Изначально по разлому скольжения нет (численно это описывается как скольжение с очень маленькой скоростью 10^{-10} м/с). Закон трения, действующего на разломе, используется в виде (5), (6). При описании скольжения применяется безынерционное приближение, трение на разломе уравновешивается касательным напряжением:

$$\tau - \eta v = \mu_f \sigma_n' + S_0, \tag{19}$$

где: τ – касательное напряжение; ηv – слагаемое, позволяющее аппроксимировать инерционные эффекты при высоких скоростях деформации; $\eta = \frac{G}{2v_s}$ [Rice, 1993; Segall, 2010]; v_s – скорость поперечных волн; S_0 – коэффициент сцепления.

Для определения давления на каждом новом временном шаге использовалась неявная схема второго порядка точности:

$$\frac{(\varphi\rho)^{n+1} - (\varphi\rho)^n}{(\Delta t)^n} + \operatorname{div}(\rho v)^{n+1} = q^{n+1}, \tag{20}$$

$$\mathbf{v}^{n+1} = -\frac{K}{\mu^{n+1}}\left(\operatorname{grad}\left(p^{n+1}\right) - g\rho^{n+1}\operatorname{grad}(z)\right). \tag{21}$$

Данная система уравнений решалась с использованием метода Ньютона. Градиент и дивергенция вычислялись для каждой ячейки в интегральном смысле: слагаемое с дивергенцией – суммарный поток вещества из ячейки через все ее грани, градиент для каждой грани – разница давлений между давлениями в ячейках, для которых грань является общей.

Жидкость и поры считались сжимаемыми с постоянным коэффициентом сжатия, соответственно плотность флюида выражается:

$$\frac{d\rho}{dp} = c\rho \Rightarrow \rho(p) = \rho_r e^{c(p-p_r)}, \tag{22}$$

где: p – поровое давление; ρ – плотность флюида; ρ_r и p_r – нормировочные значения плотности и давления. Порода скелета считается сжимаемой, и для порового объема можно записать схожее выражение:

$$V_{pore}(p) = V_{pore,r} e^{c_r(p-p_r)}, \tag{23}$$

где: V_{pore} – объем пор; c_r – сжимаемость породы.

В формуле (20) используется плотность флюида, но так как плотность в ячейках различается, используется средняя плотность для ячеек, которые имеют общую поверхность. Для решения задачи деформации разлома применялся метод Рунге–Кутта 3-го порядка точности с адаптивным шагом на основе решения 2-го порядка точности с обновлением скорости скольжения на каждом временном подшаге в соответствии с работой [Noda et al., 2009].

Параметры модели и результаты

Геометрические размеры исследуемой области 800 × 200 м, история забойного давления представлена на рис. 11. Рассмотрено несколько случаев, в которых проницаемость породы менялась от 0 до 2 мкД, начальная толщина разлома составляла 9 мкм, модуль сдвига $G = 9$ ГПа, нормальная жесткость разлома менялась в пределах от 8×10^{11} до 0.25×10^{11} а/м, что соответствует изменению проницаемости разлома в результате закачки от ~2 до ~270 раз. Начальное значение нормального напряжения на разломе $\sigma_{n,0}'$ было 4.25 МПа, коэффициент μ_0 был равен 0.6 [Cappa et al., 2018; Guglielmi et al., 2015]. Было использовано три значения для начального касательного напряжения на разломе (1.65, 1.8 и 2 МПа) и различные значения параметров закона трения: $a - (b_1 + b_2) = 0.002$, $a = 0.015$, $\frac{b_2}{b_1} = 1\text{–}10$, $\frac{L_2}{L_1} = 0.5\text{–}10$.

Полученные в модели смещения являются достаточно медленными и асейсмичными. На рис. 12 показано, как меняется касательное напряжение вдоль разлома на момент времени 1400 с при изменении нормальной жесткости разлома и проницаемости породы. Для непроницаемого коллектора нормальная жесткость практически не влияет на значение максимального касательного напряжения (рис. 13а). Для слабопроницаемого коллектора увеличение нормальной жесткости ведет к росту максимального касательного напря-

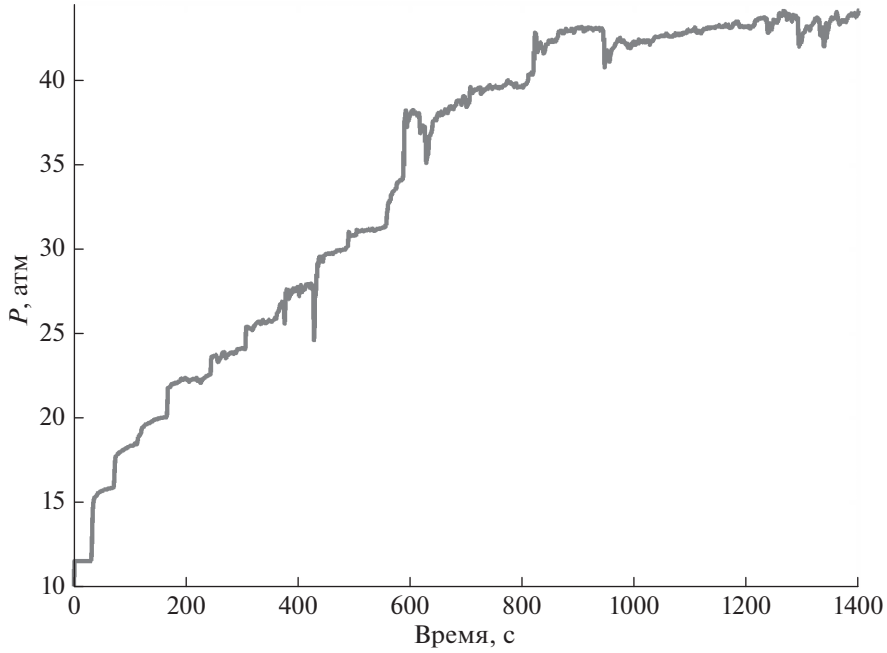


Рис. 11. Забойное давление в скважине (по данным работы [Guglielmi et al., 2015]).

жения, и эта зависимость более явная для больших значений поровой проводимости. Схожее поведение наблюдается для смещения в центре разлома (рис. 13в): для случая непроницаемой матрицы смещение не зависит от нормальной жесткости, но существует явно выраженная зависимость смещения от жесткости для слабопроницаемой матрицы. Положение максимума касательного напряжения (рис. 13б) зависит от нормальной жесткости во всех случаях, но в большей степени для непроницаемой матрицы. В целом зависимость этих величин от проницаемости матрицы нелинейная.

Параметры закона трения не влияют столь значительно на деформацию разлома в силу того, что в рассматриваемом случае скольжение всегда было асейсмическим. Если взять однопараметрический случай как базовый ($L_2/L_1 = 1$), то максимальное изменение параметров деформации разлома относительно него не более чем ~2%.

Начальное значение касательного напряжения τ_0 ожидаемо влияет на значение смещения разлома и длину смещения разлома (характеризуемую положением максимума касательного напряжения): с увеличением τ_0 значения этих параметров возрастают. Но разница $\tau_{max} - \tau_0$ при этом практически не зависит от значения τ_0. Стоит отметить, что рост смещения разлома (~32%) больше, чем соответствующий рост τ_0 (21%), таким образом можно ожидать, что по мере приближения τ_0 к критическому значению рост деформации разлома будет значительнее. Смещение разлома в центре в эксперименте [Guglielmi et al., 2015] было порядка 1.2 мм, что находится в соответствии с полученными результатами. Отметим, что в данной постановке вид закона трения не играет существенной роли.

Рассмотрим, какое влияние на подвижки по разлому оказывают расстояние от разлома до скважины, скорость закачки флюида, расположение и длина зоны разупрочнения на разломе (рис. 14), параметры закона трения (b_2/b_1 и L_2/L_1 при неизменном значении величин $b_1 + b_2$ и $L_1 + L_2$). При этом значения касательного напряжения, действующего на разломе, варьировались так, чтобы во всех случаях условия получались сходными.

Пусть темп закачки постоянен, и закачка прекращается, как только суммарный объем достигает заданной величины. В такой постановке при выбранном наборе параметров максимальная скорость скольжения достигается вскоре после начала процесса скольжения. Это говорит о том, что на максимальную скорость скольжения не может влиять суммарный объем закачки (который определяет максимальное давление и время начала его падения), а влияют условия, сложившиеся на момент начала скольжения.

Примеры результатов расчетов представлены на рис. 15–рис. 17. Условимся называть линию, соединяющую скважину и ее проекцию на разлом, осью симметрии, а характеристики, обладающие симметрией относительно этой линии, бу-

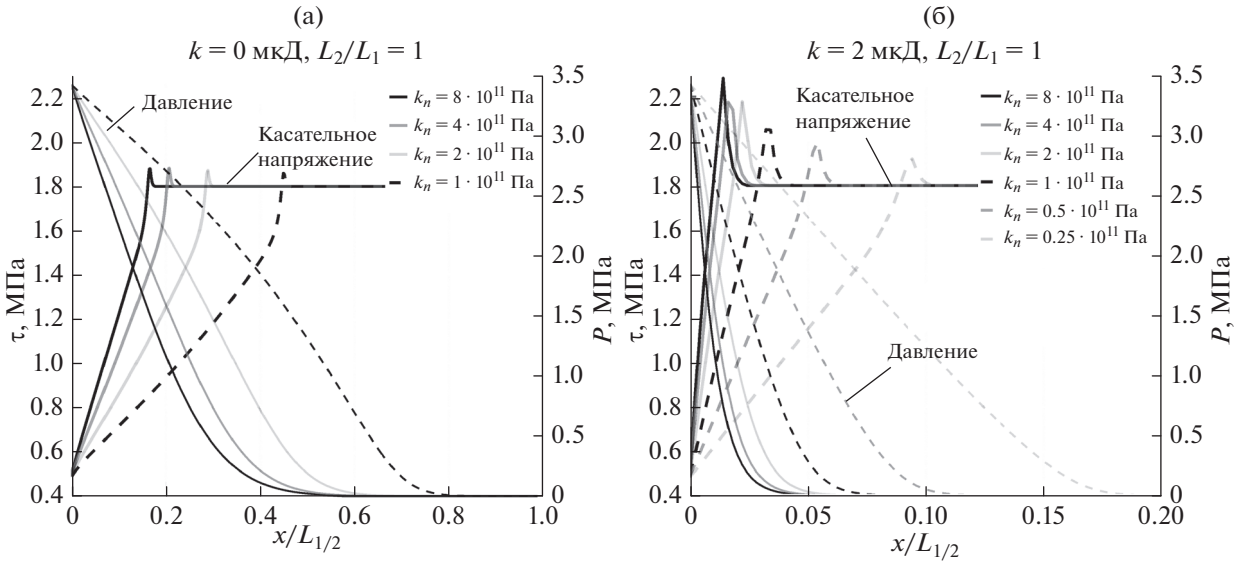


Рис. 12. Профили вдоль полудлины для касательного напряжения и порового давления в конце расчета для различных значений нормальной жесткости и поровой проницаемости породы (τ_0 = 1.8 МПа)): (а) – непроницаемая порода; (б) – малопроницаемая порода. Положение максимального касательного напряжения ($L_{\tau max}$) и фронта давления (L_{pres}) показано вертикальными линиями.

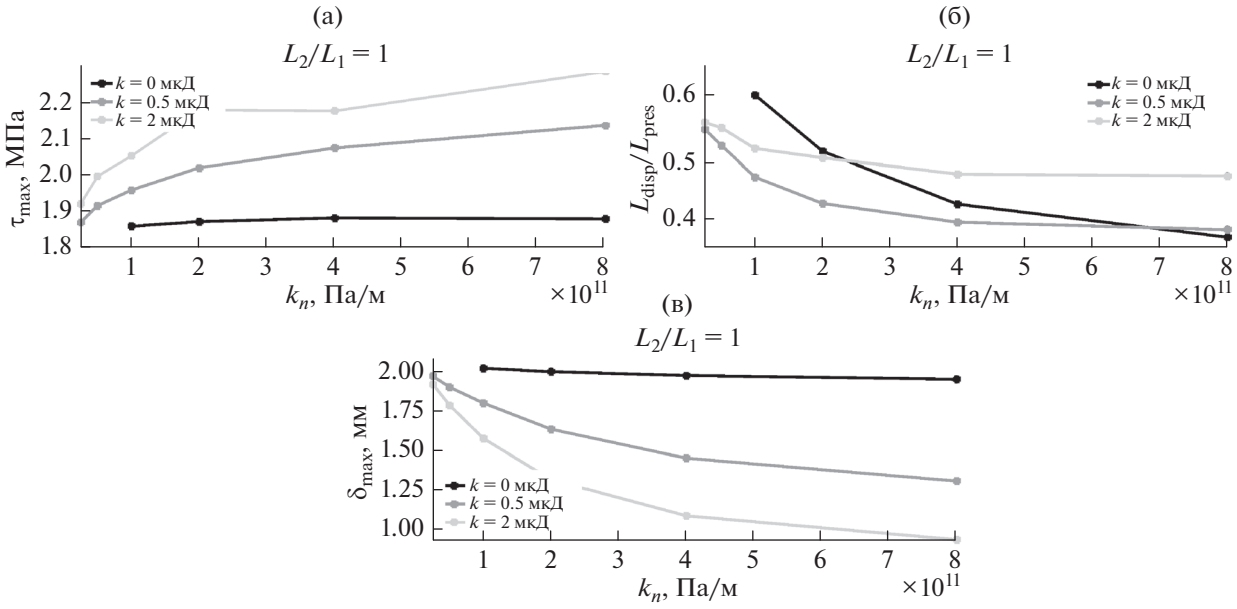


Рис. 13. Влияние нормальной жесткости разлома, поровой проницаемости породы (τ_0 = 1.8 МПа) на: (а) – максимальное значение касательного напряжения в конце расчета; (б) – положения максимума касательного напряжения относительно длины фронта давления; (в) – смещение в центре разлома.

дем называть симметричными. Из графиков видно (случаи 1, 2, 5), что, в случае симметричного расположения области разупрочнения на разломе при медленном скольжении, максимум скорости один и расположен в точке симметрии (рис. 16). При скоростях, больших примерно 10^{-9} м/с, таких максимумов два (рис. 16). При значительном смещении области разупрочнения влево (случаи 13–15 на рис. 14) максимум практически всегда один. Максимально достигаемая скорость подвижки зависит от совокупности двух параметров на момент начала скольжения: скорости роста

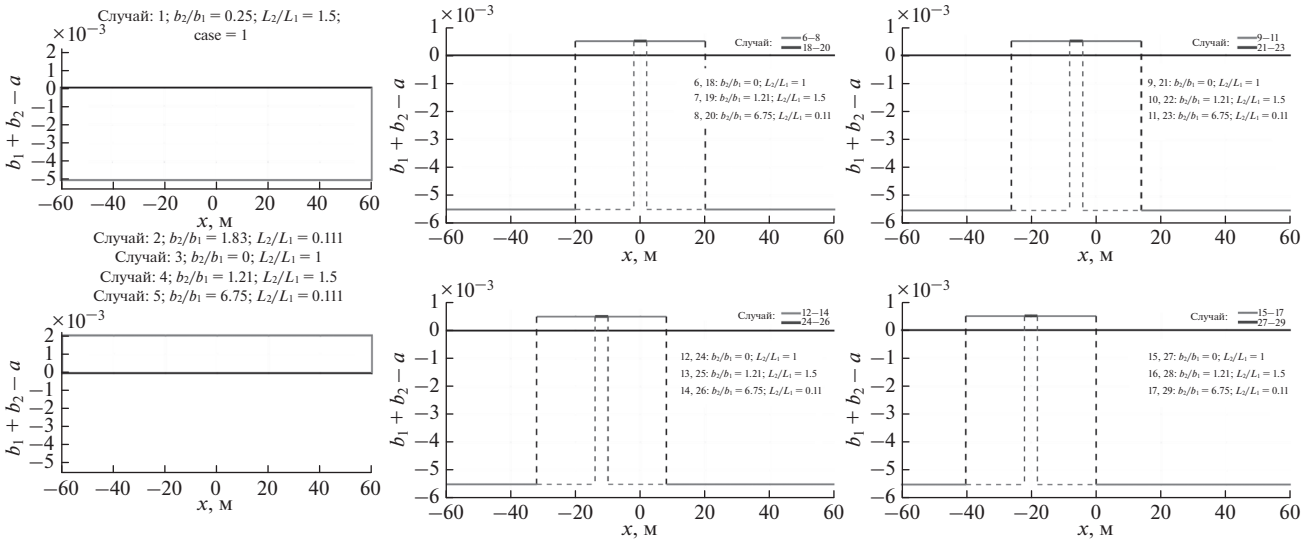


Рис. 14. Исследуемые случаи расположения и длины зоны разупрочнения и параметров закона трения.

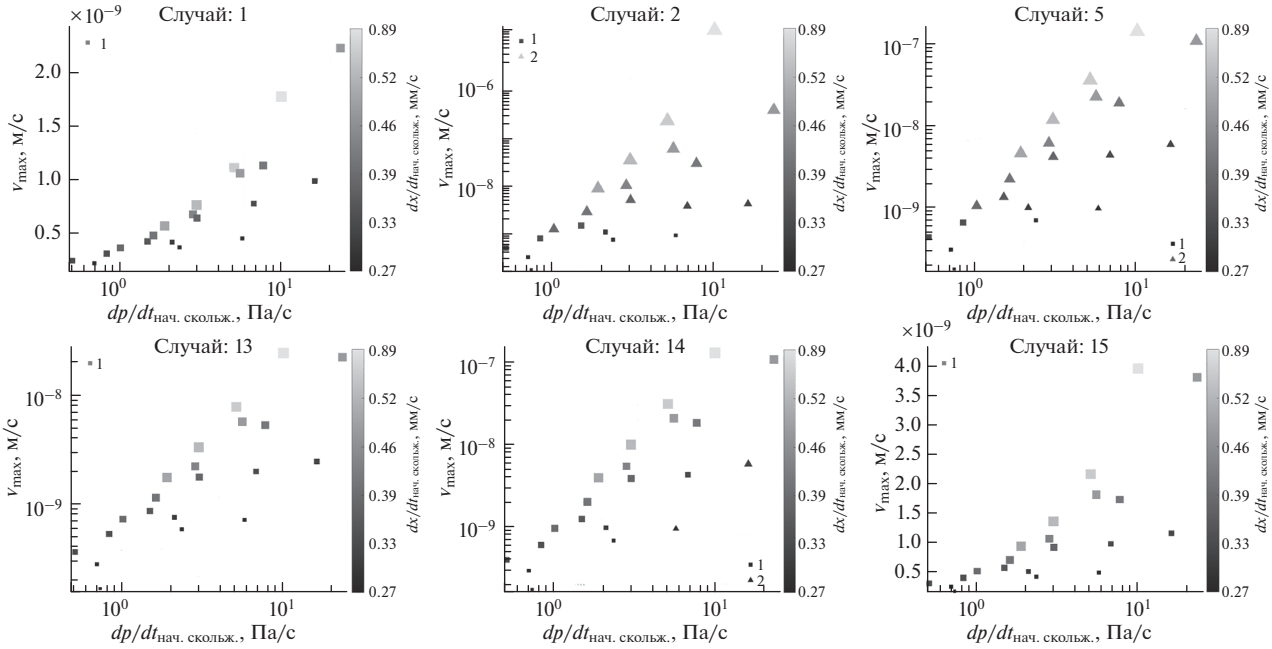


Рис. 15. Зависимость максимальной скорости скольжения от параметров в центре разлома в начале старта скольжения: по горизонтальной оси – скорость изменения давления в момент старта скольжения в центре разлома; по вертикальной – скорость роста области разлома, для которой не выполняется критерий Кулона–Мора (форма маркера характеризует, была ли максимальная скорость достигнута в единственной точке или в двух).

давления и скорости роста длины части разлома, для которой перестает выполняться критерий Кулона–Мора из-за роста давления. Чем больше скорость роста зоны скольжения, тем больше максимально достигаемая скорость скольжения, а при прочих равных она больше при большей скорости роста давления (рис. 15, рис. 17).

При трении с упрочнением скорости скольжения получаются близкими к медленному крипу, возмущение давления не приводит к сейсмическим подвижкам. Скорости, близкие к сейсмическому режиму скольжения, реализуются, если трение на разломе описывается разупрочняющим законом, чему также способствует больший раз-

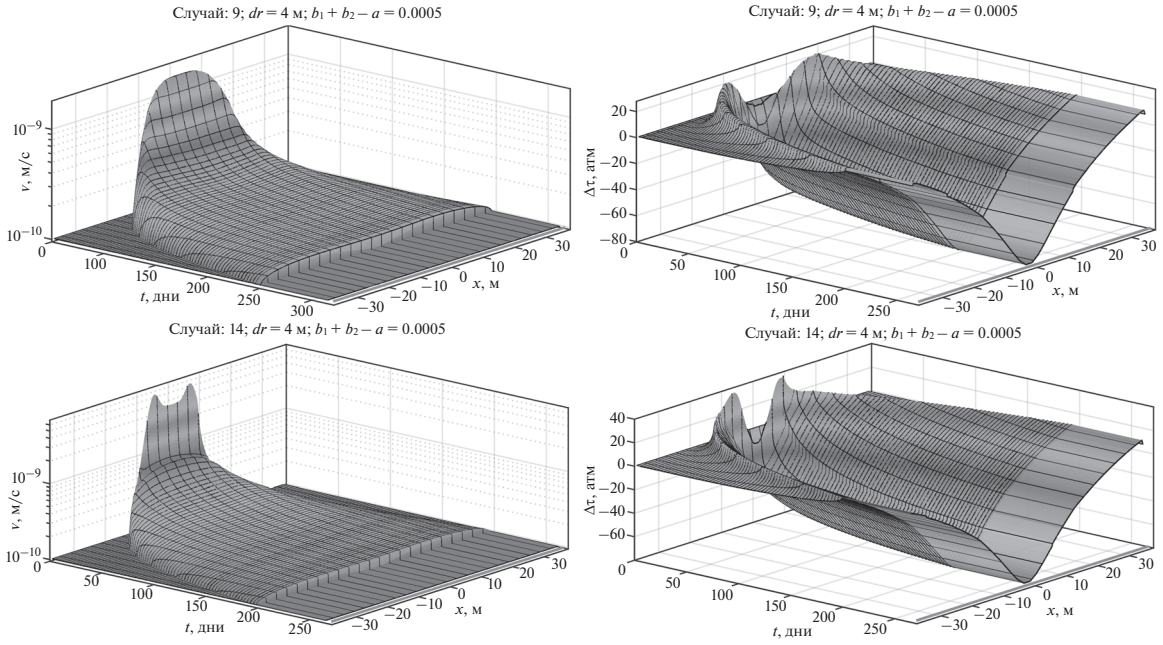


Рис. 16. Пример динамики скорости скольжения и изменения касательного напряжения, вызванного деформацией разлома, вдоль длины разлома для двух случаев.

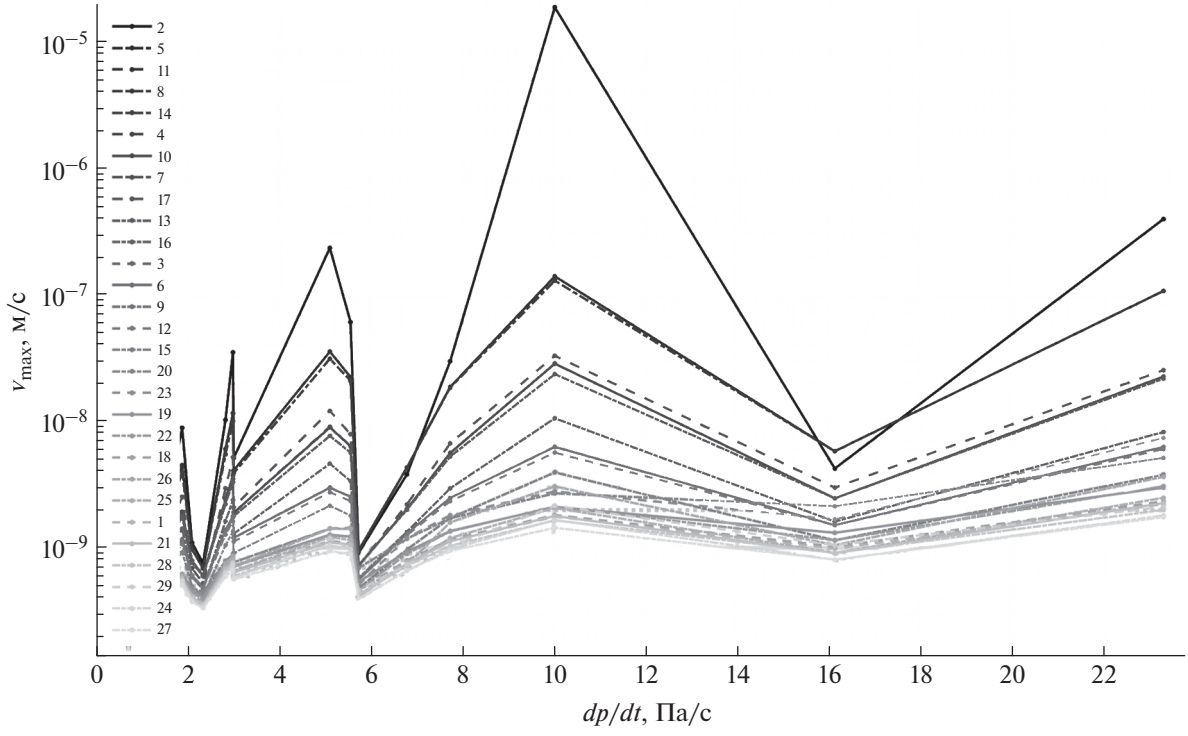


Рис. 17. Максимально достигаемая скорость скольжения в зависимости от скорости изменения давления для различных случаев параметров закона трения. В легенде кривые с разными параметрами расположены в порядке убывания скорости.

мер разупрочняющей области около центра разлома. В табл. 2 приведены критические жесткости, полученные для рассматриваемого набора параметров закона трения с разупрочнением, и соответствующие длины части разлома, начиная с которых его жесткость становится меньше критической жесткости. Если сопоставить эти величины с графиком на рис. 17, то видно, что чем

Таблица 2. Значение критической жесткости и критической длины разлома, при которой жесткость участка разлома становится равной критической жесткости, для разных случаев

Случай	2	3, 6, 9, 12, ...	4, 7, 10, 13, ...	5, 8, 11, 14, ...
k_{cr}, Па/м	8.94×10^8	1.6×10^8	3.03×10^8	3.16×10^8
L_{cr}, м	15.3	85	45	43

меньше критическая длина части разлома, тем больше достигаемая скорость. Более того, для заданных условий при критической длине 43 м максимальные скорости практически не различаются для случаев, когда зона разупрочнения полностью покрывает разлом или достигает больших размеров (40 м). Для длины критической зоны в 45 м разница будет уже более заметной. Так же стоит отметить, что минимальные скорости скольжения наблюдались не тогда, когда весь разлом обладал упрочняющими свойствами, а когда присутствовала небольшая область разупрочнения в стороне от центра разлома.

Теперь обратимся к численным экспериментам, в которых менялись темпы и объем закачки. В этом случае значение величины критической жесткости так же играет основную роль. При одинаковом значении величины $\mu\sigma'_{n,0}-\tau_0$ большая скорость скольжения наблюдается при большей скорости закачки, что соответствует более интенсивному возмущению на разломе (рис. 18). При этом зависимость максимальной скорости от скорости изменения давления в момент старта практически линейна (рис. 19). Если сравнивать с предыдущим набором расчетов, то в данном случае около половины точек находится в области, где dp/dt больше 10 Па/с. В данном диапазоне можно наблюдать нелинейность, при близких значениях скорости возрастания давления большая скорость скольжения не всегда наблюдается при большей скорости роста области скольжения, причем такая зависимость наблюдается лишь для случая, когда критическая длина области разлома составляет 43 м (случай 2).

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

При использовании закономерностей, предложенных как обобщение экспериментальных наблюдений, всегда остаются вопросы, связанные с возможностью использования тех или иных форм уравнений для описания широких классов явлений. Рассмотренный в настоящей работе 2-параметрический закон трения *rate-and-state* впервые появился в работе [Gu et al., 1986], однако широко не использовался, не исследовались особенности поведения систем, которые им описываются. Для сложных динамических систем, к которым относятся геофизические системы, характерны хаотические процессы. Возможность описания хаотического движения в рамках слайдер-системы для однопараметрической версии закона трения рассматривалась в работе [Erickson et al., 2007], а для двухпараметрического закона – в работе [Hobbs, 1990]. Однако в первой работе хаотические решения были получены для нереально больших значений параметра $\varepsilon = \dfrac{b-a}{a}$, а во второй работе получены лишь два значения параметров, дающих хаотические движения. Анализ решений уравнений для слайдер-системы с двухпараметрическим законом трения, выполненный в настоящей работе, показал возникновение хаотических решений при значениях параметра ε, соответствующих наблюдениям. Сравнение с экспериментальными результатами, приведенными в работе [Будков и др., 2015], показывает, что двухпараметрический закон трения с модификацией путем введения вязкого слагаемого позволяет наиболее корректно описывать данные лабораторных экспериментов. Потенциальный интерес могут представлять модели и с большим числом переменных состояния, но ситуации, в которых дальнейшее усложнение уравнений *rate-and-state* было бы необходимо, авторам не известны.

Двухпараметрический закон трения дал возможность смоделировать сейсмичность, индуцированную закачкой жидкости при реализации Базельского геотермального проекта. Рассмотренная модель схожа по основным принципам с моделями, предложенными в работах [Baisch et al., 2010; Gisching et al., 2013], в которых сейсмичность также получалась в результате роста порового давления в зоне трещин, распределенных случайным образом в пространстве. Однако в этих работах сейсмический момент оценивался на основе известной статистики естественной сейсмичности в рассматриваемой области. В настоящей статье индуцированная сейсмичность моделируется без использования статистики наблюдаемой ранее естественной сейсмичности.

Исследования влияния закачки на сейсмичность проводились в работах [Norbeck, Horn, 2016; 2018] с использованием схожего с примененным в настоящей статье метода вложенных трещин в связанной постановке. Случай закачки в разлом рассматривался в работе [Cappa et al., 2018], изучался вопрос влияния нормальной жесткости на область деформации разлома. Рассматриваемые нами случаи касаются анализа

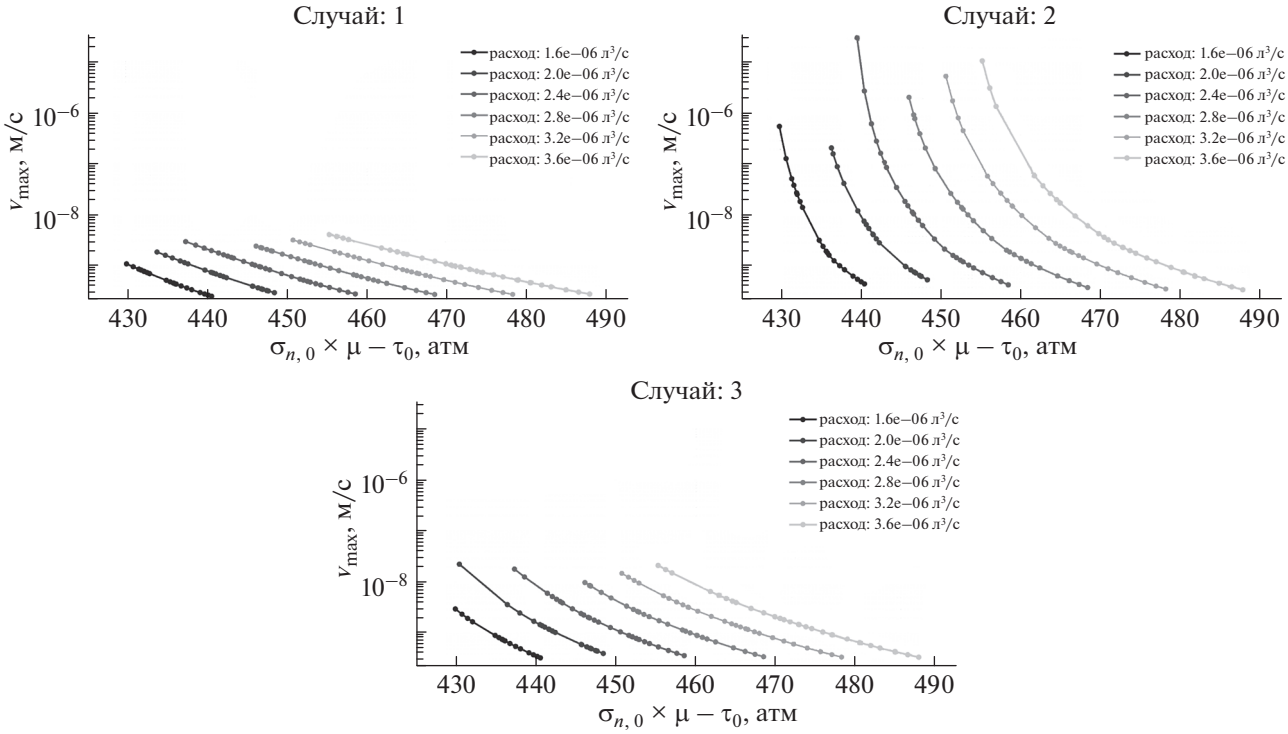


Рис. 18. Зависимость максимальной скорости скольжения от разницы начального значения силы трения и касательного напряжения. Показано для разных случаев темпа закачки.

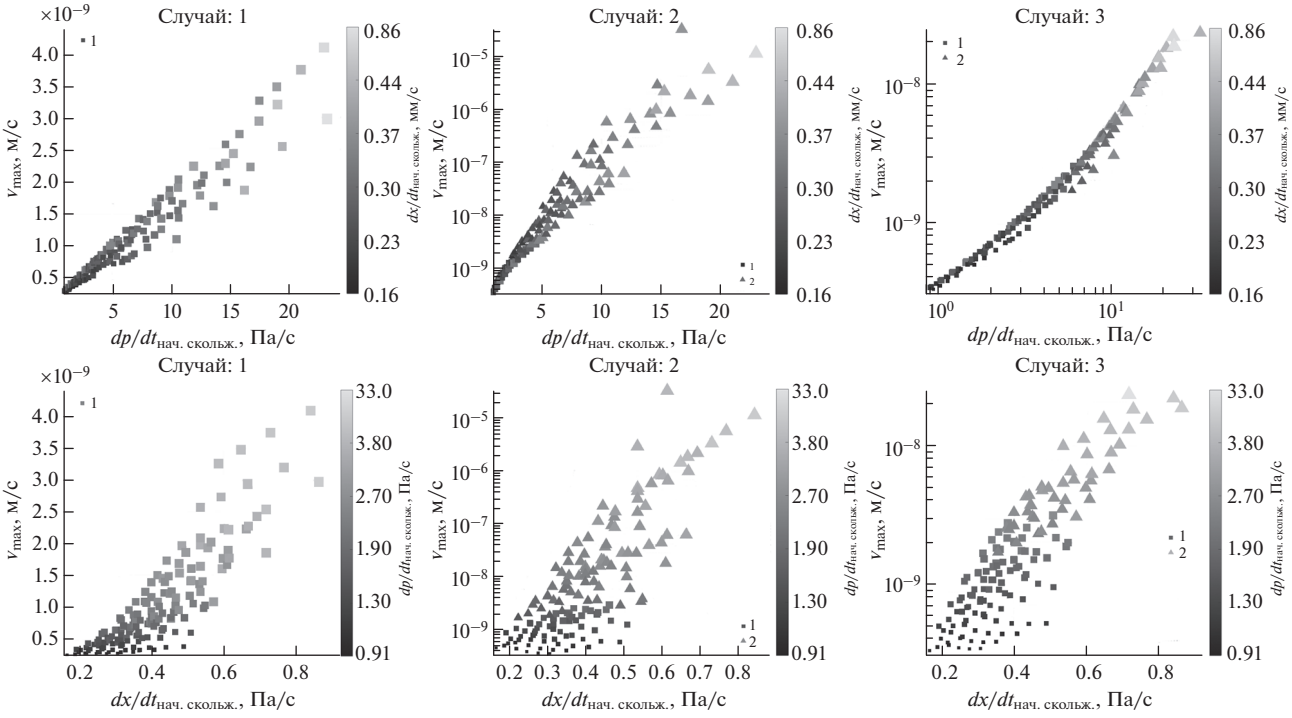


Рис. 19. Зависимость максимальной скорости скольжения от параметров в центре разлома в начале старта скольжения. Для верхних графиков: по горизонтальной оси – скорость изменения давления в момент старта скольжения в центре разлома (тон и размер маркера – скорость роста области разлома, для которой не выполняется критерий Кулона–Мора; форма маркера характеризует, была ли максимальная скорость достигнута в единственной точке или в двух). Для нижних графиков: по горизонтальной оси – скорость роста области скольжения (тон и размер маркера – скорость изменения давления).

влияния порового давления на характеристики деформации разлома и, в отличие от представленных ранее работ, также включают вопрос о влиянии фрикционных свойств разлома на возможность реализации сейсмической подвижки.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показано, что двухпараметрический закон трения *rate-and-state* позволяет описывать особенности развития подвижек по разломам и процесса возникновения сейсмических явлений при закачке жидкости, которые не удается описать с помощью однопараметрического закона трения. Так, уже при небольших значениях параметра, отвечающего за величину сброса напряжений при воздействии на разлом, удается получить режим хаотического скольжения, что согласуется с наблюдениями.

Предложен подход, позволяющий описывать процесс возникновения индуцированной сейсмичности при закачке флюида в недра. Расчеты, выполненные с использованием характеристик пород и условий закачки в ходе реализации Базельского геотермального проекта, позволили получить результаты, качественно и количественно близкие к наблюдавшейся сейсмичности.

Исследован вопрос влияния различных параметров на процесс деформации тектонического разлома в результате закачки. Показано, что нормальная жесткость разлома играет роль только в случае, если порода проницаема. Найдены условия, при которых в рамках предложенной модели возможно возникновение сейсмических подвижек. Показано, что определяющими параметрами, влияющими на параметры подвижки по разлому, возникающей при закачке, являются скорость изменения возмущения, скорость увеличения области разлома, подверженной скольжению. Свою роль играют также расположение зоны разупрочнения на разломе и параметры закона трения. Последние определяют критическую жесткость разлома и критическую длину, эти параметры играют ключевую роль в вопросе возможности возникновения сейсмического скольжения. Полученные результаты могут быть использованы для построения реалистичных сценариев развития сейсмической активности в районах воздействия на подземные флюидные системы.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследования проводились в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования РФ (тема АААА-А17-117112350011-7).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Адушкин В.В., Турунтаев С.Б. Техногенная сейсмичность – индуцированная и триггерная. М.: ИДГ РАН. 2015. 364 с.

Будков А.М., Кочарян Г.Г., Новиков В.А., Крашенинников А.В. Модификация эмпирического закона трения “Rate and State friction law” для моделирования эпизодов медленного скольжения // Динамические процессы в геосферах. 2015. Выпуск 7. М.: ГЕОС. С. 22–30.

Кочарян Г.Г., Кишкина С.Б., Новиков В.А. Остапчук А.А. Медленные перемещения по разломам: параметры, условия возникновения, перспективы исследований // Геодинамика и тектонофизика. 2014. № 5(4). С. 863–891.

Рига В.Ю., Турунтаев С.Б., Остапчук А.А. Численное моделирование сейсмогенерирующих подвижек на основе модели *rate-state* экспериментов межблокового скольжения // Динамические процессы в геосферах. 2018. № 10. С. 99–109.

Baisch S., Voros R., Rothert E Stang H., Jung R., Schellschmidt R. A numerical model for fluid injection induced seismicity at Soultz-sousForets // International J. Rock Mechanics and Mining Sciences. 2010. V. 47. № 3. P. 405–413.

Budkov A.M., Kocharyan G.G. Experimental Study of Different Modes of Block Sliding along Interface. Part 3. Numerical Modeling // Physical Mesomechanics. 2017. V. 20. № 2. P. 203–208.
https://doi.org/10.1134/S1029959917020102

Cappa F., Guglielmi Y., Nussbaum C., Birkholzer J. On the Relationship Between Fault Permeability Increases, Induced Stress Perturbation, and the Growth of Aseismic Slip During Fluid Injection // Geophys. Res. Lett. 2018. V. 45. № 11. P. 11–20.

Carpenter B.M., Saffer D.M., Marone C. Frictional properties of the active San Andreas Fault at SAFOD: Implications for fault strength and slip behavior // J. Geophys. Res.: Solid Earth. 2015. V. 120. № 7. P. 5273–5289.

Carpenter B.M., Scuderi M.M., Collettini C., Marone C. Frictional heterogeneities on carbonate-bearing normal faults: Insights from the Monte Maggio Fault, Italy // J. Geophys. Res.: Solid Earth. 2014. V. 119. № 12. P. 9062–9076.

Diechmann N., Kraft T., Evans K.F. Identification of faults activated during the stimulation of the Basel geothermal project from cluster analysis and focal mechanics of the larger magnitude events // Geothermics, Elsevier. 2014. V. 52. P. 84–97.
https://doi.org/10.1016/j.geothermics.2014.04.001

Dieterich J.H. Modeling of rock friction: 1. Experimental results and constitutive // J. Geophys. Res. 1979. V. 84. № B5. P. 2161–2168.

Dinske C. Interpretation of fluid induced seismicity and hydrocarbon of Basel and Cotton Valley. Doctoral dissertation, Free University of Berlin. 2011. 151 p.
https://doi.org/10.17169/refubium-15993

Ellsworth W., Llenos A., McGarr A., Michael A., Rubinstein J., Mueller C., Petersen M., Calais E. Increasing seismicity in the U.S. midcontinent: Implications for earthquake hazard // The Leading Edge. 2015. V. 34. № 6. P. 618–626.
https://doi.org/10.1190/tle34060618.1

Ellsworth W.L., Giardini D., Townend J., Ge S., Shimamoto T. Triggering of the Pohang, Korea, Earthquake (*Mw* 5.5) by Enhanced Geothermal System Stimulation // Seismologi-

cal Research Letters. 2019. V. 90. № 5. P. 1844–1858. https://doi.org/10.1785/0220190102

Erickson B., Birnir B., Lavallée D. A model for aperiodicity in earthquakes // Nonlin. Processes Geophys. 2008. V. 15. P. 1–12. https://doi.org/10.5194/npg-15-1-2008

Gischig V.S., Wiemer S. A stochastic model for induced seismicity based on non-linear pressure diffusion and irreversible permeability enhancement // Geophys. J. Int. 2013. V. 194. №2. P. 1229–1249.

Gu J.-C., Rice J.R., Ruina A.L., Tse S.T. Slip motion and stability of a single degree of freedom elastic system with rate and state dependent friction // Apl. Mech. Phys. Solids. 1984. V. 32. № 3. P. 167–196.

Guckenheimer J., Holmes P. Nonlinear oscillations, dynamical systems, and bifurcations of vector fields. Springer-Verlag, New York. 1st edition. 1983. 462 p.

Guglielmi Y., Cappa F., Avouac J.-P., Henry P., Elsworth D. Seismicity triggered by fluid injections induced aseismic slip // Science. 2015. V. 348. № 6240. P. 1224–1226.

Häring M.O., Schanz U., Ladner F. Characterisation of the Basel 1 enhanced geothermal // Geothermics. 2008. V. 37. № 5. P. 469–495.

Hobbs B.E. Chaotic behaviour of frictional shear instabilities // Rockbursts and Seismicity in Mine. Mineapolis. 1990. P. 87–91.

Kanamori H. The energy release in great earthquakes // J. Geophys. Res. 1977. V. 82. № 20. P. 2981–2987. https://doi.org/10.1029/JB082i020p02981

Kato N. Interaction of slip on asperities: Numerical simulation of seismic cycles on a two-dimensional planar fault with nonuniform frictional property // J. Geophysical Res. 2004. V. 109. B12306. 17 p. https://doi.org/10.1029/2004JB003001

Kato N. Repeating Slip Events at a Circular Asperity: Numerical simulation with a rate-and-state-dependent friction law // Bull. Earthq. Res. Inst. Univ. Tokyo. 2003. V. 78. P. 151–166.

Kato N., Tullis T.E. A composite rate-and state dependent law for rock friction // Geophys. Res. Lett. 2001. V. 28(6). P. 1103–1106.

Kocharyan G.G., Markov V.K., Ostapchuk A.A., Pavlov D.V. Mesomechanics of shear Resistance along a Filled Crack // Phys Mesomech. 2014. V. 17. № 2. P. 123–133. https://doi.org/10.1134/S1029959914020040

Lay T. Seismological Grand Challenges in Understanding Earth's Dynamic Systems. Report to the National Science Foundation – Iris Consortium. 2009. 84 p.

Lie K.-A. An introduction to reservoir simulation using MATLAB: User Guide for the Matlab Reservoir Simulation Toolbox (MRST). SINTED ICT. 2016. 392 p.

Marone C., Saffer D.M. The Mechanics of Frictional Healing and Slip Instability During the Seismic Cycle // Treatise on Geophysics. Elsevier. 2015. P. 111–138.

McClure M.W. Modeling and characterization of hydraulic stimulation and induced seismicity in geothermal and shale gas reservoirs: Doctoral dissertation. Stanford University. 2012. 369 p.

McGarr A., Simpson D., Seeber L. Case histories of induced and triggered seismicity / W.H.K. Lee, H. Kanamori, eds. International handbook of earthquake and engineering seismology: Academic Press. 2002. V. 81A. P. 647–660.

Noda H., Dunham E., Rice J.R. Earthquake ruptures with thermal weakening and the operation of major faults at low overall stress levels // J. Geophys. Res. 2009. V. 114. B07302. 27 p. https://doi.org/10.1029/2008JB006143

Norbeck J., Horne R. Maximum magnitude of injection-induced earthquakes: A criterion to assess the influence of pressure migration along faults // Tectonophysics. 2018. V. 733. P. 108–118. https://doi.org/10.1016/j.tecto.2018.01.028

Norbeck J.H., Horne R.N. Evidence for a transient hydromechanical and frictional faulting response during the 2011 *Mw* 5.6 Prague, Oklahoma earthquake sequence // J. Geophys. Res.: Solid Earth. 2016. V. 121. P. 8688–8705, https://doi.org/10.1002/2016JB013148

Okazaki K., Katayama I. Slow stick slip of antigorite serpentinite under hydrothermal conditions as a possible mechanism for slow earthquakes // Geophys. Res. Lett. 2015. V. 42. № 4. P. 1099–1104.

Press W.H., Teukolsky S.A., Vatterling W.T., Flannery B.P. Numerical recipes 3rd edition: the art of scientific computing. Cambridge University Press New York. 2007. 1276 p.

Rice J.R. Spatio-temporal complexity of slip on a fault // J. Geophys. Res. 1993. V. 98. № B6. P. 9885–9907.

Segall P. Earthquake and Volcano Deformation. Princeton University Press. Princeton. 2010. 456 p.

Shou K.J., Crouch S.L. A higher order Displacement Discontinuity Method for analysis of crack problems // Int. J. Rock Mech. Min. Sci. Geomech. Abstr. 1995. V. 32. № 1. P. 49–55.

Witherspoon P.A., Wang J.S.Y., Iwai K., Gale J.E. Validity of cubic law for fluid flow in a deformable rock fracture // Water Resour. Res. 1980. V.16. P. 1016–1024.

Induced Seismicity Modeling Based on Two-Parameter Rate-And-State Law

V. Yu. Riga[a, *] and S. B. Turuntaev[a, b, c, **]

[a] *Dukhov Automatics Research Institute, Moscow, 127055 Russia*

[b] *Sadovsky Institute of Geosphere Dynamics, Russian Academy of Sciences, Moscow, 119334 Russia*

[c] *Moscow Institute of Physics and Technology (State University), Dolgoprudnyi, 141701 Russia*

**e-mail: rigavu92@gmail.com*

***e-mail: s.turuntaev@gmail.com*

Numerical modeling of seismicity induced by fluid injection into the subsurface is considered. Among important factors determining the sliding dynamics of a tectonic fault under the inducing impact is the form of the law of friction acting on the fault sides. The numerical analysis in the context of a slider model compared to the results of laboratory experiments has shown that a two-parameter rate-and-state friction law describes

the widest spectrum of the observed sliding modes. A double porosity model and a slider model for fracture are used to simulate the induced seismicity in the region of Basel, Switzerland, caused by geothermal stimulation. A physically complete embedded fracture model is presented which allows fluid flow simulation in a rock with fractures or faults taking into account the changes in the filtration properties of the latter. Fault deformation process is described based on rupture displacement method. The model is used to analyze the results of a field experiment on water injection into a fault in the south of France. The fault slip development is studied as a function of various parameters: fault properties, poroperm properties of a rock, and injection parameters. The conditions under which seismic slip may arise in the context of the proposed model are established.

Keywords: induced seismicity, rate-and-state law, tectonic fault, filtration, fluid dynamics

ФИЗИКА ЗЕМЛИ, 2021, № 5, с. 74–90

УДК 550.349+550.348

РЕАКЦИЯ ВОДОНАСЫЩЕННЫХ КОЛЛЕКТОРОВ НА ДИНАМИЧЕСКОЕ ВОЗДЕЙСТВИЕ (ПО ДАННЫМ ПРЕЦИЗИОННОГО МОНИТОРИНГА УРОВНЯ ПОДЗЕМНЫХ ВОД)

© 2021 г. Э. М. Горбунова[1, *], А. Н. Беседина[1], Н. В. Кабыченко[1], И. В. Батухтин[1], С. М. Петухова[1]

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

**E-mail: emgorbunova@bk.ru*

Поступила в редакцию 18.02.2021 г.
После доработки 04.04.2021 г.
Принята к публикации 05.04.2021 г.

В статье представлены результаты исследования режимов деформирования водонасыщенных коллекторов при динамическом воздействии по данным прецизионного мониторинга уровня подземных вод. В качестве квазистационарного фактора, определяющего фоновые пороупругие вариации уровня подземных вод в системе “пласт–скважина”, рассматриваются земные приливы. Гидрогеологические отклики на прохождение сейсмических волн от удаленных землетрясений и массовых взрывов, производимых при разработке железорудного месторождения, используются для оценки относительной деформации водонасыщенных коллекторов. Объекты исследований расположены как вне зоны активного техногенного влияния на геологическую среду – на территории геофизической обсерватории ИДГ РАН “Михнево”, так и в техногенно-нарушенных условиях – в пределах промышленного региона вблизи г. Губкин Белгородской области. Комплексная обработка данных синхронной регистрации сейсмических, барометрических и гидрогеологических сигналов аппаратурно-измерительными комплексами, установленными в наблюдательных скважинах и на приустьевых площадках, направлена на выделение общих закономерностей реакции водонасыщенных коллекторов на динамическое воздействие. Сравнительный анализ амплитуд вариаций уровня подземных вод и давлений в системе “пласт–скважина” выполнен с учетом значений скорости смещения грунта и приведенного расстояния от удаленных землетрясений и массовых взрывов. Реакция водонасыщенных коллекторов порового и трещинно-порового типа различается. Наряду с косейсмическими гидрогеологическими эффектами отмечен постсейсмический подъем уровня и увеличение давления, которые свидетельствуют о локальном изменении фильтрационных свойств водонасыщенного коллектора. Установлены максимальные значения скорости смещения грунта и давления в системе “пласт–скважина”, при которых прослежена смена режимов деформирования от пороупругой реакции к квазиобратимой.

Ключевые слова: водонасыщенный коллектор, динамическое воздействие, гидрогеологический отклик, массовая скорость, относительная деформация, аппаратурно-измерительный комплекс.

DOI: 10.31857/S0002333721050070

ВВЕДЕНИЕ

Водонасыщенный коллектор – порода со сложной геометрией порово-трещинного пространства. Вариации уровня подземных вод в недренируемых условиях рассматриваются в качестве индикаторов динамического деформирования коллекторов под влиянием различных факторов, к которым могут быть отнесены как квазистационарные – земные приливы, так и эпизодическое сейсмическое воздействие от различных типов источников [Киссин, 2015].

Гидрогеологические отклики флюидонасыщенного коллектора обычно описываются двумя типами моделей напряжений: статической и динамической. Модель статической деформации предполагает необратимые изменения свойств коллектора, вызванные распространением разрывов, сбросо- и взбросо-сдвигами в результате сейсмической активности, которые прослеживаются в виде косейсмических ступенеобразных и плавных изменений уровня подземных вод.

К моделям динамической деформации флюидонасыщенного коллектора, опирающимся на теорию пороупругости [Копылова, Болдина, 2019; Cooper et al., 1965; Hsieh et al., 1987], относится реакция порового давления на изменение напряженно-деформированного состояния минерального скелета горной породы и уровня под-

земных вод при вариациях порового давления. Механизм перераспределения порового давления в результате воздействия слабых сейсмических колебаний является достаточно сложным и все еще не ясен. Наиболее перспективными представляются модели, в которых эффект изменения проницаемости при небольших динамических напряжениях связывается:

– с декольматацией трещин за счет возникновения избыточного давления при прохождении сейсмического импульса [Brodsky et al., 2003];

– кольматацией трещин за счет формирования "микробарьеров" [Кочарян и др., 2010];

– вибрацией, вызванной сейсмическими волнами, которая может приводить к изменению проницаемости [Elkhoury et al., 2006].

На разных расстояниях от эпицентров землетрясений с учетом параметров очага и локальных гидрогеологических условий целесообразно рассматривать различные механизмы или сочетание механизмов деформирования флюидонасыщенного коллектора. Реакция подземных вод на землетрясения отмечена в многочисленных наблюдательных скважинах, пройденных на глубину до 4 км, и прослежена на эпицентральных расстояниях от 14 км до 10 тыс. км и более [Горбунова и др., 2018; Kitagawa et al., 2011].

Вместе с тем сведения о последствиях интенсивного техногенного воздействия на флюидонасыщенный коллектор ограничены. Имеется ряд публикаций о реакции подземных вод на крупномасштабные взрывы [Адушкин и др., 1990; Geologic..., 1971; Hassan et al., 2002], которые преимущественно зарегистрированы в зоне высоких амплитуд воздействия, где эффекты деформирования флюидонасыщенного коллектора необратимы. При анализе влияния промышленных взрывов на массив горных пород основное внимание уделяется оценке устойчивости стенок горных выработок, бортов карьеров и сейсмобезопасности проведения взрывных работ. Разработка месторождения и сопутствующая деятельность может сопровождаться взаимосвязанными изменениями гидрогеологических и инженерно-геологических условий, которые выражаются:

– в нарушении структуры потока подземных вод и водного баланса из-за снижения уровней/напоров;

– в развитии деформаций в массиве горных пород и на поверхности из-за изменения напряженного состояния, трещиноватости, физико-механических свойств пород, сдвижения пород и образования мульд оседания над отработанным пространством, вторичной консолидации грунтов из-за водопонижений;

– в активизации эндогенных (техногенные землетрясения, горные удары) и экзогенных процессов (карст, суффозия), в возникновении техногенных геологических процессов.

Изменение проницаемости перекрывающих пород при разработке месторождений преимущественно связывается с техногенной трещиноватостью и деформацией вышезалегающих пластов. Динамическое влияние промышленных взрывов на фильтрационные свойства водонасыщенных коллекторов не оценивается.

Применение современных прецизионных датчиков уровня с высокой частотой опроса позволяет проводить исследования в области сейсмического воздействия волн от различных типов источников. Наряду с действующими аппаратурно-измерительными комплексами, развернутыми на территории геофизической обсерватории ИДГ РАН "Михнево" (ГФО "Михнево"), впервые высокоточный гидрогеологический мониторинг организован и проводится на одном из участков разрабатываемого Коробковского месторождении Курской магнитной аномалии (КМА). Обработка и сравнительный анализ зарегистрированных гидрогеологических эффектов в системе "пласт–скважина" при прохождении сейсмических волн от удаленных землетрясений и промышленных взрывов направлен на выделение общих закономерностей реакции водонасыщенного коллектора на динамическое воздействие и основных параметров, определяющих режим деформирования массива горных пород.

МЕТОДИКА

Краткая характеристика объектов исследований

Экспериментальные работы по изучению реакции водонасыщенных коллекторов на динамическое воздействие выполняются на двух площадках, расположенных в пределах центральной части России. *Площадка 1* – геофизическая обсерватория ИДГ РАН "Михнево" (ГФО "Михнево") расположена на расстоянии 80 км южнее Москвы. В рамках комплексного мониторинга геофизических полей на территории ГФО "Михнево" проводятся наблюдения за режимом безнапорного горизонта, развитого в отложениях среднего карбона, и напорного горизонта, приуроченного к отложениям нижнего карбона (рис. 1). Водовмещающие породы сложены известняками неравномерно трещиноватыми, кавернозными в верхней части разреза, с подчиненными прослоями доломита, глин. Амплитуды сезонных вариаций уровня подземных вод в 2020 г. составили 1.2–1.3 м.

Площадка 2 расположена на юго-восточной окраине г. Губкина, западнее действующего карьера Лебединского горно-обогатительного комбината. Вдоль северо-восточной окраины города находится Коробковское и Лебединское железо-

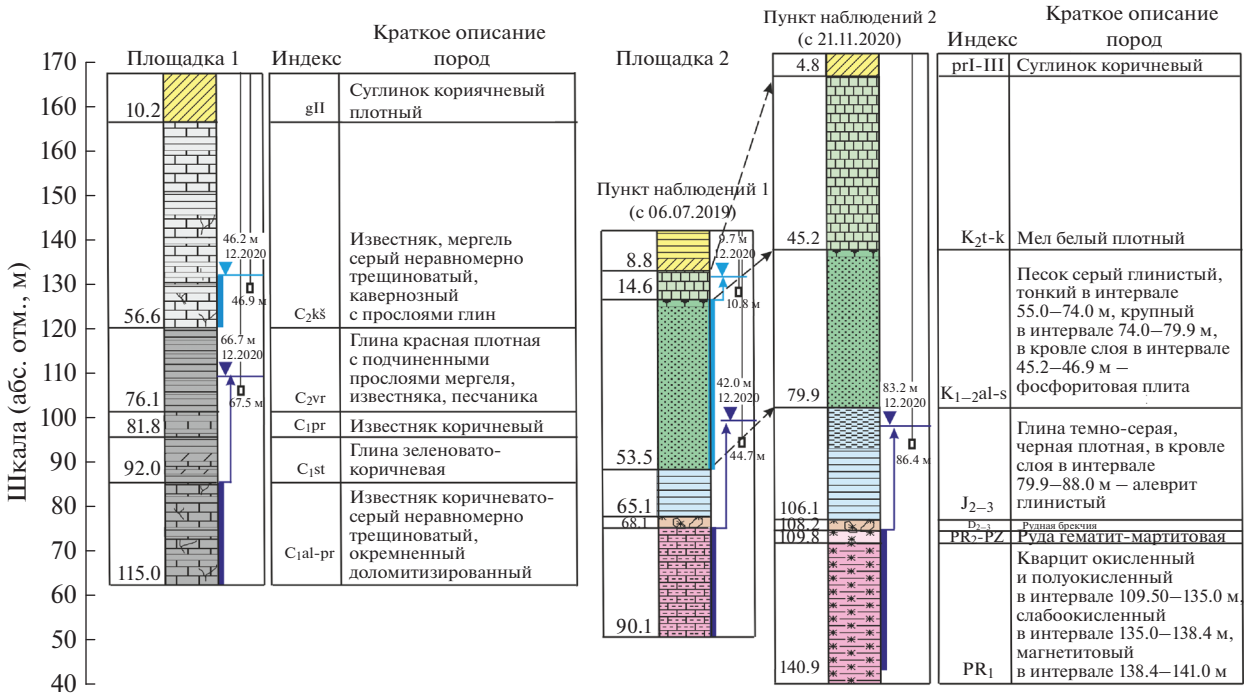


Рис. 1. Геологические разрезы наблюдательных скважин на площадках 1 и 2 (слева – глубина залегания подошвы слоя, м; справа – положение уровня и датчика, м).

рудные месторождения, которые разрабатываются подземным и открытым способом соответственно с использованием взрывных технологий. Над шахтным полем преимущественное распространение получают два горизонта. Верхний слабонапорный горизонт развит в песках альб-сеномана. Нижний горизонт – в пределах зоны экзогенного выветривания архей-протерозойских пород представлен преимущественно сланцами и кварцитами, пронизанными интрузивными образованиями (рис. 1) [Геологический..., 1985]. Режим подземных вод в пределах площадки техногенно-нарушенный и проявляется в виде плавного подъема уровня в весенний период. Амплитуда сезонных вариаций уровня в 2020 г. по верхнему (альб-сеноманскому) водоносному горизонту не превышала 0.9 м, по нижнему (архей-протерозойскому) – 0.5 м.

На территории ГФО “Михнево” две наблюдательные скважины оборудованы прецизионными датчиками уровня LMP308i. Точность регистрации вариаций уровня с частотой 1 Гц составляет 1.7 мм. Сейсмическая регистрация ведется широкополосными сейсмометрами STS-2 (собственная частота 0.0083 Гц) и СМ-3-Е (собственная частота 0.01 Гц) (в разные годы) с частотой опроса 100 Гц, установленными в шахте на глубине 20 м. При сопоставлении с гидрогеологическими данными частота дискретизации сейсмических записей приведена к 1 Гц. Измерения атмосферного давления до июля 2019 г. выполнялись цифровой метеостанцией, с августа 2020 г. используется датчик Keller PAA-33X. Регистрация ведется на АЦП E14-440 с частотой дискретизации 1 Гц и синхронизацией времени компьютера с сервером ГФО “Михнево” каждый час.

В пределах промышленного региона (район г. Губкин Белгородской области) в двух пунктах наблюдений в состав аппаратурно-измерительного комплекса входят датчики уровня воды Keller PR-36XW, датчик атмосферного давления Keller PAA-33X, сейсмометры СПВ-3К и 6-канальные регистраторы REFTEK-130 и Centaur CTR4-6S. Частота опроса составляет 200 Гц/канал. Точность регистрации вариаций уровня (давления) в системе “пласт–скважина” – 1.7 мм (17 Па). Датчики уровня установлены в трех скважинах на глубине 3 м ниже уровня воды. Сейсмометры расположены на глубине ~0.5–1 м на бетонном постаменте. Датчик атмосферного давления и регистраторы находятся на поверхности в специально оборудованных металлических контейнерах. Расстояние между двумя пунктами наблюдений составляет 1.6 км. В состав пункта 1, запущенного с 06.07.2019 г., входят две скважины, вскрывающие верхний горизонт в песчаных отложениях и нижний – в сланцах. В пункт 2, работающий с 21.11.2020 г., включена скважина, пройденная в кварцитах. Дополнительно в двух скважинах, оборудованных на разрабатываемый

архей-протерозойский горизонт, установлены гидрофоны, которые через усилители сигналов типа Bruel&Kjaer 1704 и 2626 эпизодически подключались к регистраторам.

Обработка данных

На первом этапе обработки экспериментального материала, полученного на двух площадках, проводится систематизация сейсмических, гидрогеологических и барометрических данных в единую базу данных. Для анализа приливных волн в пределах выбранных интервалов регистрации уровней подземных вод в наблюдательных скважинах выполнена фильтрация узким полосовым фильтром в диапазонах 12.32–12.52 и 25.7–25.9 ч после децимации и приведения шага по времени к 300 с. Приливы в смещении грунта по вертикальной компоненте рассчитаны с использованием программного пакета ETERNA 3.0 применительно к координатам площадок (ГФО "Михнево" 54°57.6′ с.ш. 37°45.9′ в.д., г. Губкин 51°16.9′ с.ш. 37°35.2′ в.д.) [Wenzel, 1994]. Объемная деформация грунта (Y, 10^{-9}) оценена по аппроксимирующей зависимости $Y = 0.124X$, где X – смещение грунта в приливной волне, мм. Полученные данные использованы для построения амплитудных спектров и диаграмм зависимости между амплитудами приливных волн, выделенных в вариациях уровня подземных вод и объемной деформации грунта. Приливной фактор определен как отношение амплитуд основных типов приливных волн в вариациях уровня подземных вод к рассчитанной объемной деформации грунта.

Анализ влияния земных приливов на деформирование флюидонасыщенного коллектора проводился для полусуточной волны лунного типа M_2. Для оценки фазового сдвига между приливной компонентой M_2, выделенной в уровне подземных вод и смещении грунта, применен метод, основанный на построении фазовых траекторий в координатах "смещение грунта – изменение уровня воды" в виде эллипсов [Кабыченко, 2008]. Полученные значения фазового сдвига использованы для расчета водопроводимости пород [Vinogradov et al., 2017] в рамках пороупругой модели [Hsieh et al., 1987]. Проницаемость водонасыщенного коллектора (k) оценивается по формуле [Гавич, 1988]:

$$k = \frac{\mu}{\rho g d} T, \qquad (1)$$

где: T – водопроводимость пород, м^2/сут; μ – коэффициент динамической вязкости пласта; d – интервал обводненной части скважины, м; ρ – плотность воды, кг/м^3; g – ускорение свободного падения, м/с^2.

В результате ранее проведенной обработки базы данных, полученных на площадке 1, экспериментально определен нижний порог скорости регистрации сейсмических событий (≥0.05 мм/с) в вариациях уровня подземных вод, который в дальнейшем использован для формирования выборки гидрогеологических и сейсмических (по вертикальной компоненте) записей в интервалах, соответствующих времени прохождения волн от удаленных землетрясений с частотой опроса 1 Гц. В группах поверхностных волн, выделенных на сейсмограммах скорости смещения грунта (Vp-p) и в уровне напорного и безнапорного горизонтов, определялись максимальные значения амплитуд, измеренные между последовательным максимумом и минимумом в скользящем окне длительностью 72 с и перекрытием 50%.

Основные параметры сейсмических событий – время прихода продольной волны на станцию "Обнинск" (OBN), расположенную на расстоянии ~100 км от ГФО "Михнево", координаты и глубина очага землетрясения взяты из каталога Геофизической службы РАН (ГС РАН www.ceme.gsras.ru), магнитуда M_w приведена по каталогу Global CMT Catalog (http://www.globalcmt.org/CMTsearch.html).

Для типизации гидрогеологических откликов от землетрясений данные регистрации уровня и скорости смещения грунта рассмотрены в высоко- и низкочастотных диапазонах с периодами менее и более 60 с для 6-часовых интервалов [Горбунова и др., 2018]. По сейсмическим и гидрогеологическим данным за 3 ч до прихода волны на станцию и через 3 ч после рассчитывалось отношение модулей спектров скорости смещения грунта и колебаний уровня воды с целью удаления влияния локальных особенностей расположения станции. По каждому спектру определялись значения рассматриваемых параметров (амплитуда, частота), которые одновременно выделялись в записи скорости грунта и вариациях уровня напорного и безнапорного горизонтов на одних и тех же частотах (с точностью до 4 отсчетов).

При последующем делении спектра уровня воды на спектр скорости грунта на определенных ранее частотах, соответствующих синхронизации пиковых значений, рассчитывался коэффициент усиления (χ) – амплитудный фактор как отношение спектральных амплитуд уровня (A_{max}, мм) к скорости смещения грунта (V_{max}, мм/с) [Brodsky et al., 2003; Besedina et al., 2016]:

$$\chi = A_{max}/V_{max}, \qquad (2)$$

который является параметром отклика уровня воды в скважине на прохождение сейсмических волн от землетрясений.

Разработанная методика дистанционного контроля состояния флюидонасыщенного коллектора *in situ* по результатам многолетнего прецизионного мониторинга уровня подземных вод на территории ГФО “Михнево” применена к данным, полученным в техногенно-нарушенных условиях вблизи г. Губкина, предварительно отфильтрованным фильтром низких частот (ФНЧ) Баттерворта 2-го порядка с частотой среза 0.0025 Гц. Максимальные амплитуды вариаций уровня подземных вод и скорости смещения грунта при взрывах измерены между последовательным максимумом и минимумом в скользящем окне длительностью 0.4 с с перекрытием 50%. При массовых взрывах в шахте подрывались от 1 до 4 камер с интервалом от 26 с до 1 мин 20 с на глубине от 250 до 300 м от поверхности. При проведении массовых взрывов в карьере подрывались от 1 до 8 блоков. Продолжительность отклика при взрывах в шахте не превышает 1–3 с, при взрывах в карьере – увеличивается до 5–7 с. Из сформированной базы данных регистрации взрывов выбраны интервалы 40-секундной регистрации сейсмических и гидрогеологических сигналов. Продолжительность интервалов составляет 15 с до взрыва и 25 с после взрыва.

Для анализа реакции водонасыщенного коллектора на массовые взрывы рассчитаны и построены амплитудные и нормированные спектры по трем компонентам скорости смещения грунта и вариациям уровня разновозрастных водоносных горизонтов, вызванным прохождением сейсмических волн от каждого взрыва.

Модуль скорости смещения грунта использовался для количественной характеристики сейсмического воздействия от взрыва. Максимальная скорость определена по формуле:

$$\bar{V}_{xyz} = \left|\sqrt{V_Z^2 + V_N^2 + V_E^2}\right| \max, \qquad (3)$$

где V_Z, V_N, V_E – амплитуды скорости смещения грунта по трем компонентам.

Для сопоставления данных по реакции системы “пласт–скважина” на массовые взрывы рассчитано приведенное расстояние с учетом эпицентрального расстояния и основного параметра взрыва – массы взрывчатого вещества (ВВ) в ступени замедления.

Экспериментальные данные, полученные на двух площадках, использованы для оценки относительной деформации коллектора (ε) по соотношению:

$$\varepsilon = \sigma_d / E, \qquad (4)$$

где E – модуль Юнга, ГПа и σ_d – динамическое напряжение, которое оценивается как:

$$\sigma_d = \rho C V_m, \qquad (5)$$

где: ρ – плотность, кг/м^3; C – скорость распространения продольных волн, м/с; V_m – максимальное значение скорости смещения грунта при прохождении сейсмических волн от землетрясений и промышленных взрывов, м/с.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Фоновые фильтрационные характеристики водонасыщенных коллекторов – водопроводимость и проницаемость на площадках 1 и 2 определены на основе анализа фазового сдвига между приливными волнами, выделенными в смещении грунта по вертикальной компоненте и уровне, так как речь идет о приливных волнах, выделенных в уровне подземных вод. Амплитуды гидрогеологических откликов и скоростей сейсмических волн от удаленных землетрясений на территории ГФО “Михнево” и массовых взрывов, производимых при открытой и подземной разработке Лебединского и Коробковского железорудных месторождений соответственно, использованы для определения режима деформирования водонасыщенных коллекторов разных типов (порового и трещинно-порового).

Влияние квазистатического фактора – земных приливов

На основе спектрального анализа экспериментальных данных, полученных на двух площадках, выделены основные типы приливных волн в вариациях уровня подземных вод в пределах выбранных интервалов измерений.

Для территории ГФО “Михнево” в напорном горизонте, приуроченном к карбонатному коллектору трещинно-порового типа, отчетливо прослеживаются 8 основных типов приливных волн. Среднемесячные значения амплитуд полусуточных приливных волн в напорном горизонте за 2017–2018 гг. варьируют от 0.2 мм (волна N_2) до 4.6 мм (волна M_2), суточных – от 0.4 мм (волна Q_1) до 5.8 мм (волна O_1). В безнапорных условиях устойчиво проявляются суточные приливные волны на базе более короткого периода измерений и наличия техногенной помехи, связанной с эпизодическим водоотбором из технической скважины, удаленной на расстояние ~300 м от наблюдательной. Среднемесячные значения амплитуд суточных приливных волн в безнапорном горизонте изменяются от 0.04 мм (волна Q_1) до 4.5 мм (волна O_1). Среднемесячные значения амплитуд полусуточных приливных волн в объемной деформации за 2017–2018 гг. не превышают 0.9×10^{-9} (волна N_2) – 9.2×10^{-9} (волна M_2), суточных – от 0.7×10^{-9} (волна Q_1) до 1.5×10^{-8} (волна K_1) [Kabychenko et al., 2019].

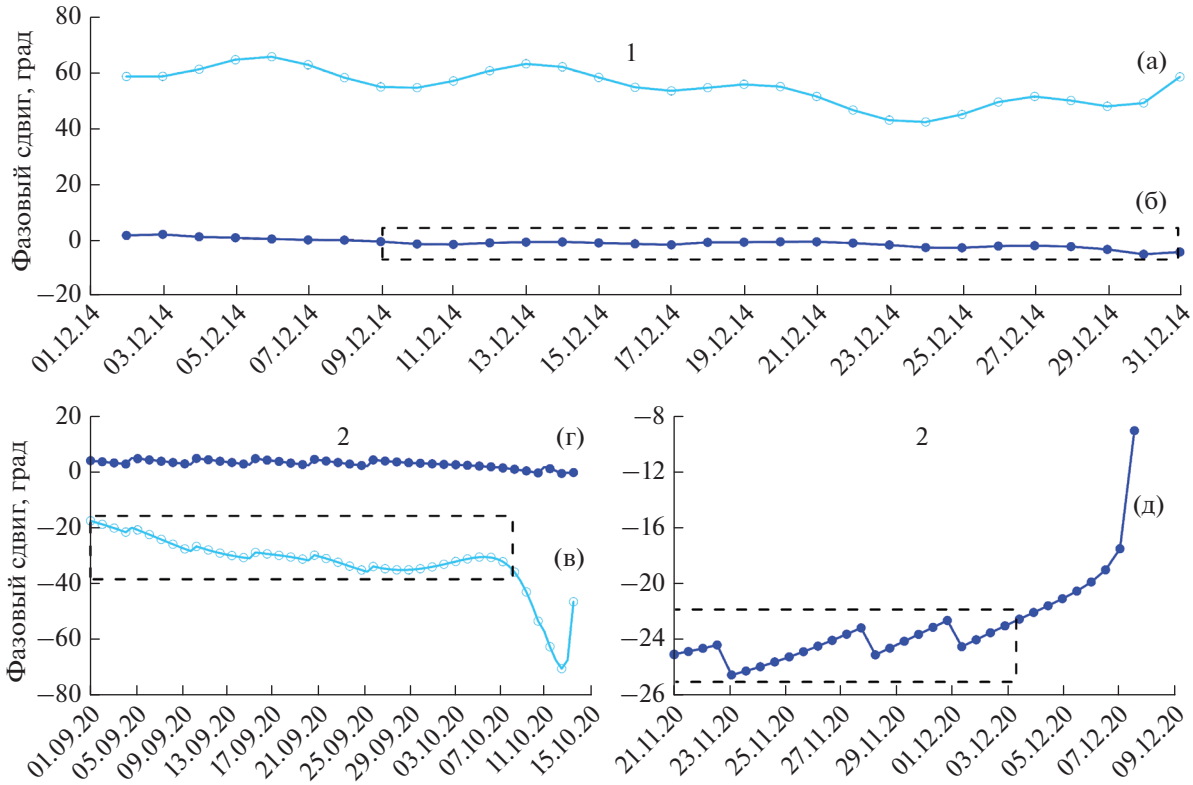


Рис. 2. Диаграммы фазового сдвига между приливными волнами, выделенными в теоретически рассчитанном смещении грунта на площадках 1 (ГФО "Михнево") и 2 (в пределах разрабатываемого месторождения) и уровне безнапорного по волне O_1 (а) и напорного по волне M_2 (б) горизонтов, верхнего (в) и нижнего горизонтов в сланцах (г) и кварцитах (д) горизонтов по волне M_2 (диапазоны квазистатического режима фильтрации выделены пунктирными рамками).

На площадке 2 основные типы приливных волн слабо выделяются в связи с небольшим периодом наблюдений в 2020 г. (от 18 до 40 дней). Амплитуда полусуточных приливных волн в верхнем слабонапорном горизонте, развитом в коллекторе порового типа, не превышает 1.2 мм, суточных – 2.2 мм. В нижнем горизонте, получающем преимущественное распространение в сланцах, амплитуды полусуточных приливных волн не превышают 2 мм, суточных – 3 мм. В нижнем горизонте, приуроченном к кварцитам, амплитуды полусуточных волн возрастают до 5.8 мм, суточных – до 10.8 мм. Амплитуды приливных волн объемной деформации грунта составляют $(5.0–8.7) \times 10^{-9}$ для полусуточных компонент и $6.8 \times 10^{-9}–1.2 \times 10^{-8}$ – для суточных.

Полученные значения использованы для оценки приливного фактора на основе отношения амплитуд основных типов приливных волн, выделенных в вариациях уровня подземных вод и теоретически рассчитанной объемной деформации. Для водонасыщенных коллекторов, представленных известняками неравномерно трещиноватыми на территории ГФО "Михнево" (площадка 1), значения приливного фактора в безнапорных условиях в среднем составляют 0.34 мм/наностренрейн, в напорных – 0.41 мм/наностренрейн. В пределах разрабатываемого железорудного месторождения (площадка 2) амплитудный фактор водонасыщенного коллектора, сложенного песками глинистыми (верхний горизонт), составляет 0.27 мм/наностренрейн, для нижнего горизонта, распространенного в сланцах, – не превышает 0.42 мм/наностренрейн, в кварцитах – увеличивается до 0.9 мм/наностренрейн.

Для выбранных интервалов данных, отфильтрованных в диапазоне 12.32–12.52 ч (для безнапорного горизонта, распространенного на площадке 2, в диапазоне 25.7–25.9 ч), рассчитаны значения фазового сдвига реакции уровня различных типов водонасыщенных коллекторов на земные приливы с шагом 1 день (рис. 2). На представленных выше диаграммах выбраны интервалы значений фазового сдвига для участков, которые характеризуются квазистационарным режимом фильтрации (вариации уровня подземных вод не превышают 5 см/сут) [Vinogradov et al., 2017].

При положительных значениях фазового сдвига используемая методика не позволяет оценить проницаемость, как, например, для безнапорного горизонта на площадке 1 и нижнего напорного горизонта на площадке 2 (рис. 1). При

Таблица 1. Технические характеристики скважин и расчетные гидрогеологические параметры

№ площадки	Индекс горизонта (водовмещающие породы)	Радиус обсадки скважины, м / Радиус скважины, м	Интервал обводненной части, м / Вскрытая мощность пласта, м	Интервал водопритока по расходометрии/резистивиметрии (РМ), м	Уровень появившийся, м / Установившийся (на 12.2020), м	Величина напора, м	По данным откачки		По данным приливного анализа		
							удельный дебит q, л/с	водопроводимость, м^2/сут	фазовый сдвиг, °	водопроводимость, м^2/сут	проницаемость, м^2
1	C_1al-pr (известняк)	0.0635 / 0.0590	92–115 / 23.0	92–94 99–100	92.0 / 66.7	25.3	0.04	4.0	−2...−4	2.0–5.0	8.2×10^{-14}–15.4×10^{-13}
2	$K_{1\text{-}2}$al-s (песок глинистый)	0.0635 / 0.0540	14.5–53.5 / 39.0	(39.3–45.2)	9.7 / 14.5	4.8	0.10*	10.0	−18... −28	0.19–0.35	0.6×10^{-14}–1.1×10^{-14}
	PR_1 (кварцит)	0.0635 / 0.0465	108.2–138.4 / 30.2	не отмечен	108.2 / 83.2	25.0	0.04	0.6	−22.5...−26.5	0.30–0.35	0.1×10^{-14}–1.4×10^{-14}

* По паспорту скважины 2002 г.

оценке водопроводимости и проницаемости водонасыщенных коллекторов по данным приливного анализа на основе методики, описанной в статье [Hsieh et al., 1987], использованы технические характеристики наблюдательных скважин и результаты ранее проведенных пробных откачек (табл. 1). Значение упругоемкости пласта (S) зависит от литологии пород, и при расчетах были приняты средние значения для известняка 0.2×10^{-4}, для песка глинистого – 7.5×10^{-3} и кварцита 10^{-5} [Гавич, 1988].

В пределах площадки 1 фоновая проницаемость карбонатного коллектора изменяется от 8.2×10^{-14} до 15.4×10^{-13} м^2. На площадке 2 проницаемость коллектора, представленного песком глинистым и кварцитом, составляет $(0.6–1.1) \times 10^{-14}$ и $(0.1–1.4) \times 10^{-14}$ соответственно. Полученные значения проницаемости исследуемых водонасыщенных коллекторов не противоречат данным, определенным по приливному анализу для других литологических типов пород, которые для песчаников составляют $(5.6–9.0) \times 10^{-14}$ м^2, трещиноватых габбро – варьируют от $(1.5–2.2) \times 10^{-15}$ до 1.6×10^{-14} м^2 [Allegre et al., 2016; Xue et al., 2013].

По данным проведенных ранее лабораторных определений проницаемость образцов известняков, отобранных из керна скважин, пробуренных на территории ГФО “Михнево”, определенная по газу, изменяется от 0.7×10^{-15} до 5×10^{-14} м^2. Полученные данные соответствуют значениям проницаемости карбонатных пород $6.79–9.96 \times 10^{-15}$ м^2, сложенных преимущественно кальцитами по данным измерений фильтрационно-емкостных свойств, выполненных группой Д.В. Короста (МГУ) [Гасеми, Баюк, 2020].

Гидрогеологические отклики на удаленные землетрясения

За период наблюдений с 2010 по 2019 гг. на территории ГФО “Михнево” зарегистрированы гидрогеологические отклики на прохождение сейсмических волн от 66 удаленных землетрясений M_w 6.4–9.1 на эпицентральных расстояниях от 1863 до 16507 км. Большинство землетрясений мелкофокусные с глубиной очага до 70 км. В отдельных случаях прослежены отклики на среднефокусные землетрясения в интервале глубин 120–215 км (в районах Южной Аляски 24.01.2016 г.; Гиндукуша, Афганистан 26.10.2015 г.; Перу 22.02.2019 г. и 26.05.2019 г.) и глубокофокусные в интервале глубин 560–680 км (в Охотском море 14.08.2012 г. и 24.05.2013 г., вдоль западной гряды островов Бонин 30.05.2010 г., Тонга 19.08.2018 г. и Фиджи 06.09.2018 г. в Тихом океане).

Амплитуды гидрогеологических откликов безнапорного водоносного горизонта варьируют от 2.2 до 110.6 мм (вариации давления в системе “пласт–скважина” составляют 22–1084 Па), напорного – от 2.0 до 41.5 мм (давление изменяется от 20 до 407 Па) при скорости смещения грунта (по вертикальной компоненте) от 0.05 до 3.78 мм/с (рис. 3). Зависимость динамических колебаний уровня подземных вод (давления воды в системе “пласт–скважина”) от скорости смещения грунта аппроксимируется степенной функцией. Для безнапорного водоносного горизонта характеризуется относительно высокой степенью корреляции по сравнению с напорным. Амплитуды гидрогеологических откликов безнапорного и напорного водоносных горизонтов в среднем различаются на порядок в диапазоне зарегистрированных скоростей смещения грунта 0.6–1.3 мм/с.

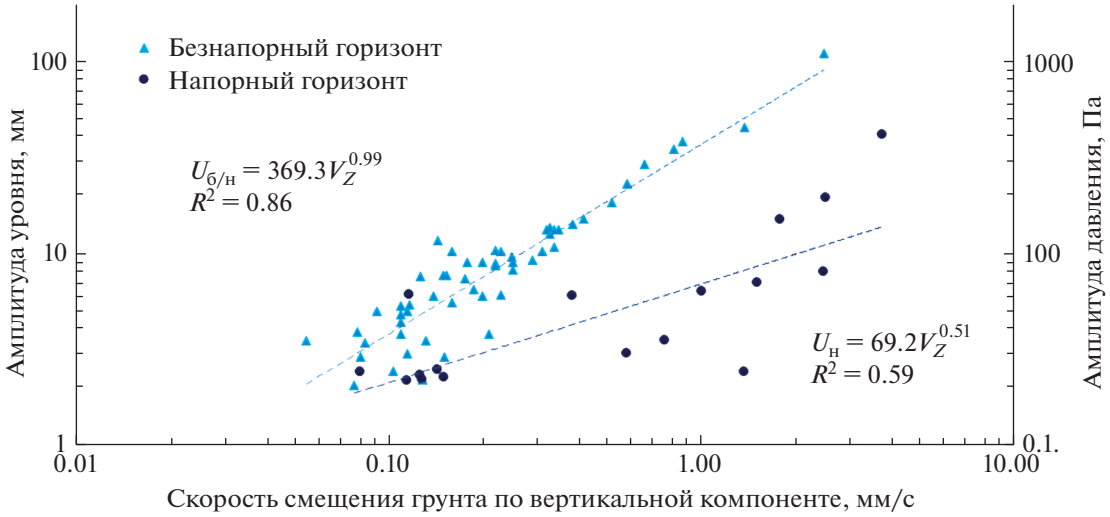


Рис. 3. Зависимость амплитуд уровней (давлений) напорного и безнапорного горизонтов от максимальной скорости смещения грунта по вертикальной компоненте от удаленных землетрясений на площадке 1 (ГФО "Михнево").

Сравнительный анализ данных регистрации гидрогеологических откликов в высокочастотной и низкочастотной области позволил выделить 3 типа гидрогеологических эффектов, связанных с прохождением сейсмических волн [Горбунова и др., 2018]. *Первый тип* представлен вариациями уровня, которые ограниченно выделяются на фоне шума преимущественно в низкочастотной области (в напорном водоносном горизонте) или в высокочастотной области (в безнапорном водоносном горизонте) (рис. 4, I тип). Ко *второму типу* отнесены динамические вариации уровня, проявляющиеся в широком диапазоне частот (рис. 4, II тип). Первый и второй типы соответствуют косейсмическим вариациям уровня и синхронны колебаниям грунта, вызванным прохождением сейсмических волн. *Третий тип* гидрогеологических эффектов представлен в виде плавного постсейсмического подъема уровня, устойчиво выраженного в низкочастотном диапазоне, наряду с косейсмическими вариациями уровня (рис. 4, III тип).

В напорном водоносном горизонте первый тип гидрогеологического отклика отмечен при скорости смещения грунта 0.12–0.77 мм/с и проявился преимущественно в низкочастотной области в диапазоне периодов более 60 с. Второй тип гидрогеологического отклика напорного горизонта с амплитудами вариаций уровня 6.3–7.0 мм зарегистрирован при скорости смещения грунта 1.01–1.51 мм/с. Третий тип гидрогеологического отклика выделен при скорости смещения грунта 1.79–3.78 мм/с после вступления поверхностных волн от 4 катастрофических землетрясений M_w 8.3–9.1 и проявился в области низких частот в виде подъема уровня. Максимальная амплитуда постсейсмического подъема уровня напорного горизонта составила ~15 мм (147 Па) для землетрясения 11.03.2011 г. Тохоку, Япония M_w 9.1. Подобные эффекты также прослежены в вариациях уровня в диапазоне низких частот после землетрясений у побережий Северной Суматры 11.04.2012 г. M_w 8.6, Центрального Чили 27.02.2010 г. M_w 8.8 и Мексики 08.09.2017 г. M_w 8.2. После Суматранского землетрясения установлен подъем уровня в течение ~23 мин, после Чилийского – на протяжении 18 мин.

В безнапорном водоносном горизонте гидрогеологические отклики первого типа на землетрясения с амплитудами 3.0–13.7 мм выделены в высокочастотной области при скорости смещения грунта 0.08–0.34 мм/с. Гидрогеологические отклики второго типа с амплитудами 6.1–18.3 мм в широком диапазоне частот вызваны прохождением сейсмических волн от 5 землетрясений со скоростью смещения грунта 0.23–0.62 мм/с. Реакция безнапорного горизонта на прохождение сейсмических волн от землетрясения в Эгейском море 25.04.2014 г. M_w 6.9 на минимальном эпицентральном расстоянии 1863 км отличается от остальных зарегистрированных гидрогеологических эффектов и прослеживается в виде скачкообразного подъема уровня в низкочастотной области. Амплитуды вариаций уровня безнапорного водоносного горизонта на прохождение сейсмических волн с близкими значениями скорости смещения грунта преимущественно совпадают (рис. 3).

Для гидрогеологических откликов на удаленные землетрясения, зарегистрированных на территории ГФО "Михнево", определен амплитудный фактор на основе отношения нормированных амплитудных спектров, рассчитанных по сейсмиче-

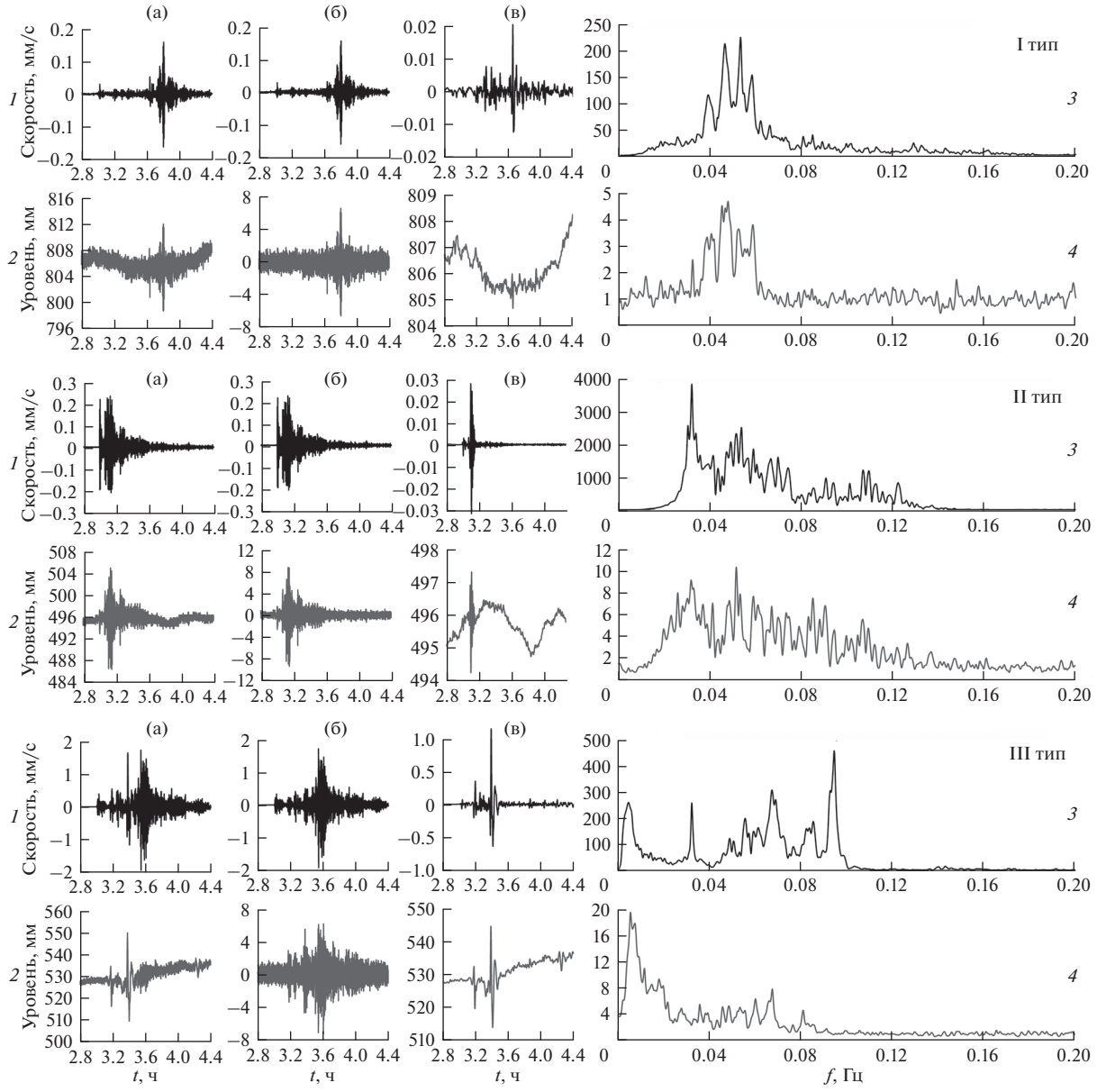


Рис. 4. Сейсмограммы (*1*), диаграммы уровня (*2*) безнапорного (I и II тип) и напорного (III тип) водоносных горизонтов, нормированные спектры скорости смещения грунта по вертикальной компоненте (*3*) и уровня (*4*) при землетрясениях (сверху вниз): побережье Северного Чили 03.04.2014 г. M_w 7.7; Ирак 12.11.2017 г. M_w 7.4; Тохоку, Япония 11.03.2011 г. M_w 9.1 ((а) – исходные данные; (б) – в диапазоне периодов меньше 60 с; (в) – в диапазоне периодов больше 60 с).

ским и гидрогеологическим данным, на частотах, соответствующих синхронизации пиковых значений [Горбунова и др., 2018]. Амплитудный фактор напорного и безнапорного горизонтов за рассматриваемый период наблюдений является частотно независимой функцией.

При сопоставлении амплитудных и нормированных спектров, построенных по сейсмическим и гидрогеологическим данным до и после прихода сейсмических волн от землетрясений, выделены события, при которых вариации уровня после землетрясения в 3 и более раз превысили фоновые значения (рис. 4). Вероятно, параметр изменения интенсивности спектра может быть использован для определения нижнего порога чувствительности водонасыщенного коллектора при прохождении сейсмических волн от землетрясений.

На построенных нормированных спектрах скорости смещения грунта и уровня для I и II типов гидрогеологических эффектов установлено как совпадение экстремумов скорости смещения грунта и амплитуд уровня безнапорного водоносного горизонта, так и смещение максимумов амплитудных спектров на 0.01–0.05 Гц для ряда зем-

летрясений (рис. 4-I–II) [Батухтин и др., 2020а]. Для гидрогеологических эффектов III типа на нормированных спектрах отчетливо выражены изменения в распределении экстремумов уровня воды относительно экстремумов скорости смещения грунта по частоте и интенсивности (рис. 4-III). Отмеченные различия в нормированных спектрах подтверждают корректность использованного ранее подхода анализа полученных экспериментальных данных в высоко- и низкочастотных областях для типизации косейсмических вариаций и выделения постсейсмических изменений по данным прецизионного мониторинга уровня подземных вод, проводимого на территории геофизической обсерватории ИДГ РАН “Михнево” [Besedina et al., 2016].

Реакция водонасыщенного коллектора на массовые взрывы

За период наблюдений 2019–2020 гг. зарегистрированы гидрогеологические отклики в виде вариаций давления в системе “пласт–скважина” при проведении 63 массовых взрывов в шахте на глубине ~300 м от поверхности и 17 массовых взрывов в пределах Лебединского карьера. Взрывы произведены в 31 камере на эпицентральном расстоянии от пунктов наблюдений 0.5–3.2 км с максимальной массой ВВ в одной ступени замедления от 0.4 до 2.5 т и при отработке бортов карьера на расстоянии от 1.9 до 4.6 км со средней массой ВВ в группе от 1 до 10.3 т.

В пределах разрабатываемых залежей рабочие камеры могут быть сгруппированы по 5 блокам, которые по-разному расположены относительно пункта наблюдений 1 и условно обозначены от восточного до западного (рис. 5). Наиболее устойчивая степенная зависимость между максимальной скоростью смещения грунта, приведенным расстоянием и реакцией нижнего горизонта отмечается при проведении взрывов в восточном блоке. Массив горных пород, расположенный восточнее пункта наблюдений 1 представлен преимущественно целиком с единичными горными выработками.

Различие в реакции верхнего и нижнего горизонтов на проведение взрывов в северо-западном блоке при изменении значений максимальной скорости смещения грунта и приведенного расстояния не прослеживается. Ослабление эффекта сейсмического воздействия на водонасыщенный коллектор, вероятно, обусловлено горно-технологическими условиями, так как отработанное пространство между действующими камерами северо-западного блока и пунктом наблюдений 1 заполнено пастообразной смесью технических отходов.

Амплитуды давления нижнего горизонта, приуроченного к коллектору трещинно-порового типа, на порядок выше значений, прослеженных в верхнем горизонте, распространенном в пределах коллектора порового типа, при максимальной скорости смещения грунта от 0.6 до 4 мм/с при взрывах в шахте и от 2 до 6 мм/с при взрывах на карьере (рис. 5а). При увеличении значений скорости смещения грунта до 10 мм/с и более расхождение между амплитудами вариаций давления в водонасыщенных коллекторах порового и трещинно-порового типа при сейсмическом воздействии уменьшается. При взрывах в шахте верхний горизонт характеризуется большим диапазоном вариаций давления в системе “пласт–скважина” по сравнению с нижним, которое может быть обусловлено слоисто-блоковым строением разрабатываемого месторождения, техногенно нарушенным режимом подземных вод и технологией ведения работ [Беседина и др., 2020].

В нижнем горизонте зарегистрированы отклики на все взрывы, произведенные в шахте, с амплитудами давления от 40 Па до 7.3 кПа в пункте наблюдений 1 (13 кПа в пункте наблюдений 2) на приведенных расстояниях от 404 до 68 м/кг$^{1/3}$ м/с (60 м/кг$^{1/3}$) (рис. 5б). В верхнем горизонте вариации давления в системе “пласт–скважина” при взрывах в шахте в пункте наблюдений 1 изменяются от 23 Па до 12.2 кПа на приведенных расстояниях от 351 до 104 м/кг$^{1/3}$. Реакция водонасыщенных коллекторов порового и трещинно-порового типов в пункте наблюдений 1 на взрывы в карьере регистрируется при больших значениях максимальной скорости смещения грунта от 1.2 до 14.4 мм/с при сохранении степенной зависимости. В пункте наблюдений 2 отклик на массовый взрыв в карьере не прослежен.

Контрольная проверка диапазона вариаций уровня подземных вод при взрывах выполнялась с использованием электроуровнемеров, которые устанавливались в скважины на 0.5–1 см выше уровня. При максимальном значении скорости смещения грунта 3.7 мм/с в пункте наблюдений 1 (12.3 мм/с в пункте наблюдений 2) реальных подъемов уровня верхнего и нижнего горизонтов с амплитудами более 0.5 см в скважинах не отмечено. Вариации давления в системе “пласт–скважина” от массовых взрывов с использованием датчиков уровня подтверждены результатами регистрации с использованием гидрофонов в наблюдательных скважинах (рис. 6).

При предварительной обработке синхронных сейсмических и гидрогеологических данных прослеживаются серии отдельных пакетов колебаний в виде повторяющихся и постепенно затухающих импульсов. По форме зарегистрированные сигналы в системе “пласт–скважина” различаются. Выделяются единичные или серии импульс-

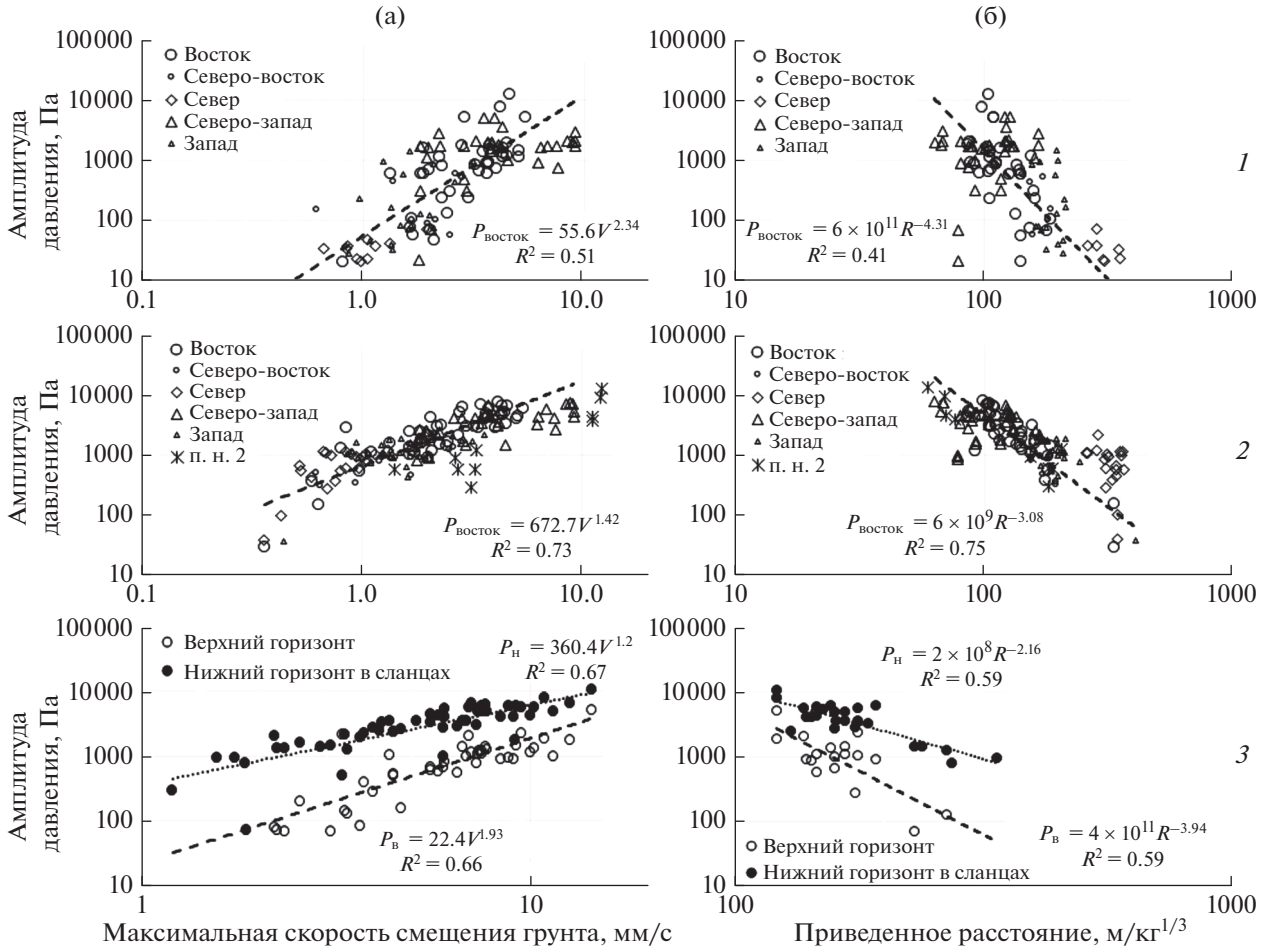


Рис. 5. Зависимость изменения давления воды в системе “пласт–скважина” от массовой скорости смещения грунта (а) и приведенного расстояния (б) в верхнем (*1*) и нижнем (*2*) горизонтах при взрывах в шахте и карьере (*3*) по пункту 1, данные по регистрации в пункте 2 обозначены крестиками.

ных сигналов и гармонические колебания (рис. 6, II). При проведении повторных взрывов в одних и тех же камерах общий вид гидрогеологического отклика подобен и отличается только по интенсивности воздействия на коллектор.

По результатам предварительной обработки экспериментальных данных установлено, что реакция датчиков уровня, опущенных в скважины, опережает вступление сейсмометра, расположенного на поверхности, на 0.02–0.05 с при проведении взрывов (рис. 6, I–II) [Батухтин и др., 2020б]. В верхнем слабонапорном горизонте подобный эффект зарегистрирован при проведении взрывов на эпицентральном расстоянии до 1.0–1.1 км, в нижнем напорном горизонте – на расстоянии до 2.0 км. Это может быть связано с тем, что скважины вскрывают водоносные горизонты, которые характеризуются площадным распространением над всей системой подземных камер. Вероятно, сейсмовзрывной импульс в водоносных горизонтах опережает распространение сейсмических волн в осадочном чехле [Беседина и др., 2019].

При сопоставлении амплитудных и нормированных спектров, построенных после высокочастотной фильтрации временных рядов сейсмических и гидрогеологических данных в диапазоне 1–100 Гц, отмечено расхождение между основными частотами колебаний, связанными с проведением взрывов (рис. 6, III–IV) [Беседина и др., 2019; Горбунова и др., 2019]. Максимумы спектров гидрогеологических откликов верхнего и нижнего горизонта различаются и не совпадают с экстремумами спектров скорости смещения грунта.

Максимумы амплитудных спектров гидрогеологических откликов нижнего горизонта на взрывы находятся преимущественно в диапазоне частот 28–32 и 48–52 Гц, верхнего – регистрируются в диапазоне 50–75 Гц. При увеличении эпицентрального расстояния между взрывной камерой и пунктом наблюдений отмечается расщепление и

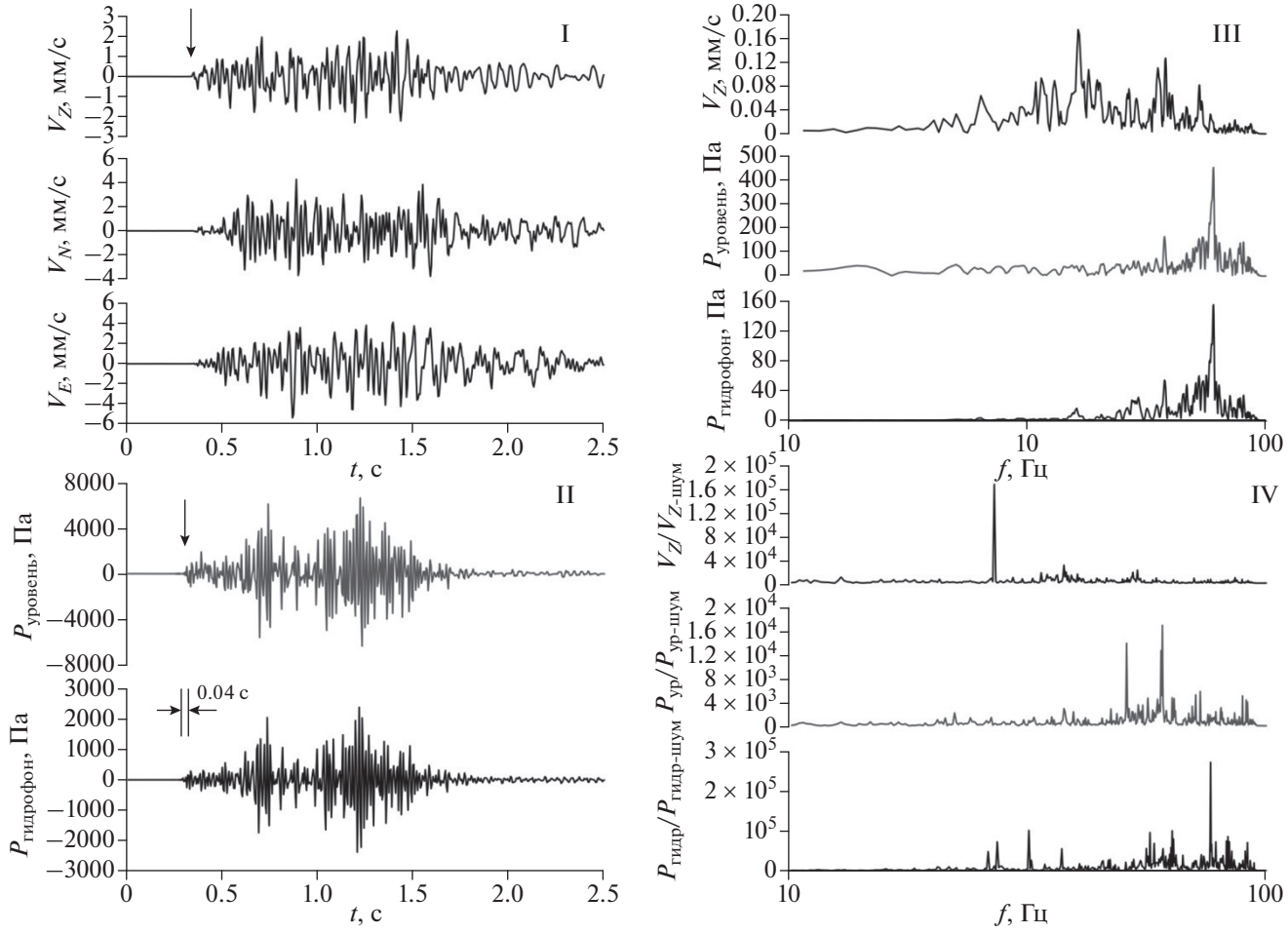


Рис. 6. Сейсмограммы (I), диаграммы вариаций давления в системе “пласт–скважина” (II), амплитудные (III) и нормированные (IV) спектры при одновременном подрыве в двух камерах, расположенных на приведенных расстояниях 190 и 234 м/кг$^{1/3}$ от пункта наблюдений 2 (стрелками обозначены времена вступлений).

смещение интенсивности спектра вариаций уровня нижнего горизонта на частоту 25 Гц, которая частично выражена в спектрах скорости смещения грунта. В верхнем горизонте прослежено смещение экстремумов гидрогеологических откликов к диапазону частот 48–50 Гц и ниже – до частоты 25 Гц. Подобные различия не могут быть объяснены пороупругим деформированием водонасыщенного коллектора.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

На основе данных синхронного сейсмического и гидрогеологического мониторинга, проводимого на территории ГФО “Михнево” (площадка 1) и в пределах разрабатываемого железорудного месторождения КМА (площадка 2), исследована реакция флюидонасыщенного коллектора на удаленные землетрясения и массовые взрывы. Средние значения физико-механических параметров рассматриваемых коллекторов (плотность – ρ, скорость продольных волн в массиве – C, модуль Юнга – E) на территории ГФО “Михнево” и пределах разрабатываемого месторождения, диапазоны вариаций массовых скоростей (V_m) и относительной деформации (e) приведены в табл. 2.

Полученные значения относительной деформации коллектора при сейсмическом воздействии на два порядка превышают фоновые параметры смещения грунта по вертикальной компоненте, рассчитанные для основных типов приливных волн на площадках 1 и 2, которые составляют $(0.4–7.5) \times 10^{-9}$. Результаты совместной обработки данных, полученных при сейсмическом воздействии удаленных землетрясений и массовых взрывов, использованы при построении сводных диаграмм зависимости скорости смещения грунта и относительной деформации разных литологических типов коллекторов, представленных известняками, сланцами и кварцитами, от расстояния (рис. 7).

Таблица 2. Основные параметры водонасыщенных коллекторов [Геологический..., 1985; Терминологический..., 2011]

Водовмещающие породы	ρ, кг/м^3	C, м/с	E, ГПа	V_m, мм/с		$e \times 10^{-7}$		Примечание
				min	max	min	max	
Известняк	~2680	~4700	~80	0.08	3.78	0.12	5.95	Площадка 1
Сланец	~2800	~4800	~90	0.30	14.40	0.44	21.50	Площадка 2
Кварцит	~3400	~5000	~110	1.20	12.34	1.85	19.07	

Максимальные значения относительной деформации коллекторов, рассчитанные для массовых взрывов, превышают параметры, зарегистрированные при прохождении сейсмических волн от удаленных землетрясений. На территории ГФО "Михнево" расчетная относительная деформация карбонатного коллектора, при которой зарегистрированы косейсмические отклики на прохождение сейсмических волн от удаленных землетрясений, изменяется от 0.9×10^{-8} до 1.5×10^{-7}.

Постсейсмические эффекты, отмеченные для 4 землетрясений в виде подъема уровня, соответствуют относительной деформации водонасыщенного коллектора в пределах $(3–7) \times 10^{-7}$ (врезка на рис. 7а). Максимальная амплитуда постсейсмического подъема уровня до 15 мм (147 Па), установленная на эпицентральном расстоянии 7467 км при землетрясении 11.03.2011 г. Тохоку, Япония M_w 9.1 при максимальной скорости смещения грунта 3.78 мм/с, соотносится с данными, представленными в статье [Shalev et al., 2016]. Показано, что на расстоянии 300 км от эпицентра землетрясения 24.09.2013 г. в Пакистане M_w 7.7 в скважине Meizar 1, Израиль глубиной 900 м, пройденной в отложениях мела, установлено увеличение давления в системе "пласт–скважина" на 200 Па при максимальной скорости смещения грунта 4 мм/с. Непосредственно в массиве горных пород, в окрестностях подземной лаборатории Gran Sasso (центральная Италия) за период наблюдений с мая 2015 г. по январь 2017 г. в горизонтальной скважине S13 длиной 190 м были зарегистрированы отклики на два землетрясения M_w 6.0 и M_w 6.5, произошедшие 24.08. и 30.10.2016 г. северо-западнее на расстоянии 39 и 57 км [Luca et al., 2018]. Вариации давления составили 0.18–0.22 МПа при максимальной скорости смещения грунта по вертикальной компоненте 54 мм/с.

В техногенно-нарушенных условиях при массовых взрывах относительная деформация кол-

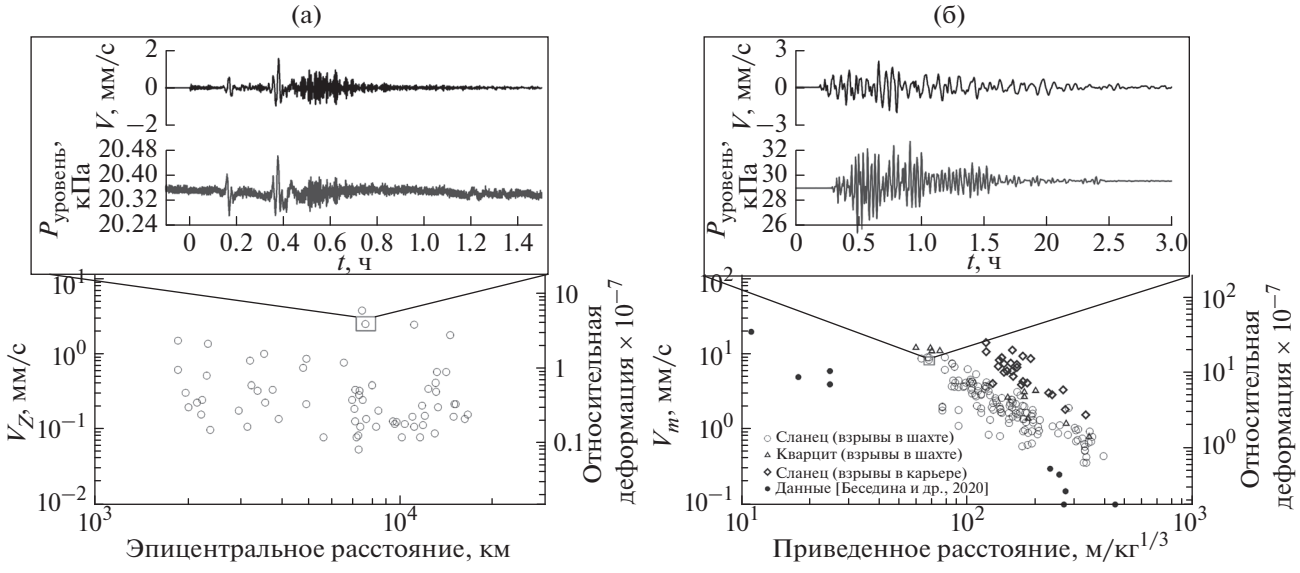


Рис. 7. Зависимость максимальной массовой скорости и максимальной деформации водонасыщенного коллектора трещинно-порового типа от эпицентрального расстояния удаленных землетрясений, зарегистрированных на территории ГФО "Михнево" (а) и от приведенного расстояния массовых взрывов, проведенных при разработке железорудного месторождения в шахте и на карьере (б) (на диаграмме на вставках показаны примеры постсейсмических гидрогеологических эффектов, выделенных при прохождении сейсмических волн от землетрясения 11.04.2012 M_w 8.6 вблизи Северной Суматры и взрыва 18.04.2020 г. в шахте с удельной массой ВВ в ступени 1.9 т; на диаграмме (б) залитыми кружками обозначены данные измерений, выполненные в шахте [Беседина и др., 2020]).

лекторов трещинно-порового типа варьирует в широких пределах от 0.5×10^{-7} до 2×10^{-6} и сопоставима с результатами измерений, выполненных в горных выработках на глубине ~300 м (рис. 7б) [Беседина и др., 2020]. При разработке железорудного месторождения открытым способом в карьере на приведенных расстояниях 100–200 м/кг$^{1/3}$ относительное деформирование коллектора в 2 и более раз выше, что может быть обусловлено усилением эффекта сейсмического воздействия из-за отсутствия литостатической нагрузки. В верхнем горизонте, сложенном песком глинистым, постсейсмическое увеличение давления на 100–566 Па отмечено при отработке глубоко залегающих горизонтов в карьере с максимальными значениями удельных масс ВВ в ступени и в шахте, расположенной на минимальном приведенном расстоянии от пункта наблюдений. Постсейсмическое увеличение давления в системе “пласт–скважина” на 554 Па при относительной деформации коллектора, приуроченного к сланцам, 1.4×10^{-6} прослежено при взрыве в шахте на минимальном приведенном расстоянии (врезка на рис. 7б). Кристаллические сланцы относятся к грунтам средней прочности, так как среднее значение предела прочности на сжатие монолитов, отобранных из горных выработок, не превышает 18 МПа [Геологический..., 1985]. Подобных постсейсмических вариаций давления в пункте II в системе “пласт–скважина” в нижнем горизонте в кварцитах, которые характеризуются более высокими средними значениями предела прочности на сжатие 48 МПа, не отмечено при регистрации взрывов с максимальными значениями скорости смещения грунта 12.1–12.3 мм/с на приведенных расстояниях от 46 до 81 м/кг$^{1/3}$ (рис. 5).

Максимальные амплитуды вариации давления в системе “пласт–скважина”, приуроченной к кварцитам, достигают 9.5–13 кПа на приведенном расстоянии 190–235 м/кг$^{1/3}$ и не противоречат данным, полученным при измерении максимальных значений давления на фронте ударно-воздушной волны (УВВ), которые составили 12.9–17.3 кПа на эпицентральном расстоянии 60–66 м (приведенное расстояние 13.7–15.1 м/кг$^{1/3}$) при проведении технологических взрывов в шахте “Магнезитовая” на горизонте +200 м (г. Сатка, Челябинская область) [Меньшиков и др., 2019]. В течение 3.5 с давление на фронте УВВ уменьшилось до 2 кПа. Максимальная результирующая скорость сейсмических колебаний грунта составила 69.8 мм/с на эпицентральном расстоянии 90 м [Кутуев и др., 2020].

Выполненный анализ результатов прецизионных измерений вариаций уровня подземных вод в наблюдательных скважинах, расположенных на территории ГФО “Михнево” и в пределах разрабатываемого месторождения, показал наличие как динамических, так и постсейсмических эффектов. Динамические воздействия низкочастотных поверхностных колебаний от удаленных землетрясений и высокочастотных от массовых взрывов могут рассматриваться в качестве одного из факторов, соответствующих локальному квазиобратимому изменению структуры трещинно-порового пространства и/или порового давления.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В процессе обработки полученных экспериментальных данных выделены общие закономерности реакции водонасыщенных коллекторов на прохождение сейсмических волн от удаленных землетрясений и взрывов.

Прослежена степенная зависимость между максимальной массовой скоростью и реакцией водонасыщенных коллекторов порового и трещинно-порового типов на прохождение сейсмических волн от удаленных землетрясений и массовых взрывов и определены диапазоны динамического деформирования различных типов коллекторов.

В платформенных условиях на территории ГФО “Михнево” косейсмические вариации первого и второго типов, зарегистрированные при прохождении сейсмических волн от удаленных землетрясений, соответствуют пороупругой реакции пласта при относительной деформации карбонатного коллектора трещинно-порового типа от 0.9×10^{-8} до 1.5×10^{-7}. Постсейсмические эффекты прослежены при относительной деформации коллектора трещинно-порового типа $(3–7) \times 10^{-7}$.

В пределах разрабатываемого железорудного месторождения впервые определены диапазоны вариаций давлений в водонасыщенных коллекторах, распространенных над шахтным полем, которые изменяются в широком диапазоне от 20 Па до 13 кПа на приведенных расстояниях от 63 до 404 м/кг$^{1/3}$ при максимальной скорости смещения грунта от 0.3 до 12.3 мм/с и относительной деформации от 0.5×10^{-7} до 2×10^{-6}. Проявление постсейсмического эффекта зарегистрировано при максимальной массовой скорости смещения грунта 9.1 и 9.5 мм/с в виде увеличения давления на 0.1–0.5 кПа в верхнем и нижнем горизонтах при прохождении сейсмических волн от взрывов в шахте и карьере и зависит от параметров взрыва, расстояния до пункта наблюдений, литологии водовмещающих пород.

Амплитудные и нормированные спектры гидрогеологических откликов на прохождение сейсмических волн от землетрясений и взрывов различаются. Максимумы амплитудных спектров гидрогеологических откликов карбонатного коллектора при прохождении сейсмических волн от землетрясений преимущественно регистрируют-

ся в диапазоне 0.03–0.06 Гц и частично перекрываются с основными колебаниями грунта. При взрывах максимумы спектров давления в системе “пласт–скважина” регистрируются преимущественно в области высоких частот от 25 до 80 Гц, экстремумы спектров скорости смещения грунта, напротив, в диапазоне низких частот 1–10 Гц, реже – более 10 Гц.

Полученные значения реакции водонасыщенных коллекторов на массовые взрывы дополняют информацию по регистрации гидрогеологических откликов в дальней зоне землетрясений при увеличении значений скорости смещения грунта. Эффекты постсейсмического увеличения давления в системе “пласт–скважина”, вероятно, связаны с проявлением скин-эффекта при динамическом воздействии из-за кольматации/декольматации трещин в околоскважинном пространстве и локальных вариаций порового давления.

Отмеченные закономерности подтверждают высокую эффективность прецизионного гидрогеологического мониторинга. Полученные результаты могут быть использованы для разработки методики прогнозной оценки вариаций давлений в водонасыщенных коллекторах и относительной деформации при динамическом воздействии, которые рекомендуется учитывать при строительстве объектов повышенного уровня ответственности и разработке месторождений с использованием взрывных технологий в сложных инженерно-геологических условиях.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность главному гидротехнику АО “Комбинат КМА-руда” С.А. Войнову за предоставленные геологические материалы и помощь в организации измерений.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования РФ (тема № АААА-А17-117112350020-9) и при финансовой поддержке РФФИ в рамках научных проектов №№ 19-05-00809 и 20-35-90016.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Адушкин В.В., Спивак А.А., Горбунова Э.М., Каазик П.Б., Недбаев И.Н. Гидрогеологические эффекты при крупномасштабных подземных взрывах (препринт). М.: ИФЗ АН СССР. 1990. 40 с.

Батухтин И.В., Беседина А.Н., Горбунова Э.М., Петухова С.М. Динамическое деформирование флюидонасыщенных коллекторов по данным прецизионного гидрогеологического мониторинга на территории геофизической обсерватории “Михнево”. Процессы в геосредах. 2020а. № 4(26). С. 867–876.

Батухтин И.В., Беседина А.Н., Горбунова Э.М., Петухова С.М. Реакция водонасыщенных коллекторов на проведение массовых взрывов. Динамические процессы в геосферах. Сборник ИДГ РАН. М.: ГЕОС. 2020б. С. 36–45.
https://doi.org/10.26006/IDG.2020.77.82.005

Беседина А.Н., Горбунова Э.М., Остапчук А.А., Павлов Д.В. Отклик водонасыщенного коллектора на прохождение сейсмических волн в ближней зоне массового взрыва в шахте. Динамические процессы в геосферах. Сборник ИДГ РАН. М.: ГЕОС. 2019. С. 70–78.
https://doi.org/10.26006/IDG.2019.11.44377

Беседина А.Н., Кишкина С.Б., Кочарян Г.Г., Куликов В.И., Павлов Д.В. Характеристики слабой сейсмичности, индуцированной горными работами на Коробковском месторождении Курской магнитной аномалии. Физико-технические проблемы разработки полезных ископаемых. 2020. № 3. С. 12–24.
https://doi.org/10.15372/FTPRPI20200302

Гавич И.К. Гидрогеодинамика: Учебник для вузов. М.: Недра. 1988. 349 с.

Гасеми М.Ф., Баюк И.О. Граничные значения параметров строения пустотного пространства петроупругих моделей карбонатных пород // Физика Земли. 2020. № 2. С. 69–88.
https://doi.org/10.31857/S0002333720020039

Геологический отчет о детальной разведке железистых кварцитов Стретенского участка Коробковского месторождения КМА. Белгород. 1985.

Горбунова Э.М., Батухтин И.В., Беседина А.Н., Павлов Д.В., Шарафиев З.З. Опыт измерений вариаций уровня подземных вод при массовых взрывах. Динамические процессы в геосферах. Сборник ИДГ РАН. М.: ИДГ РАН. 2019. С. 17–26.
https://doi.org/10.26006/IDG.2019.11.38611

Горбунова Э.М., Беседина А.Н., Виноградов Е.А. Динамика деформирования водонасыщенного коллектора по данным прецизионного мониторинга уровня подземных вод. Динамические процессы в геосферах. Вып. 10. Сб.научн. тр. М.: ИДГ РАН. 2018. С. 74–83.

Кабыченко Н.В. Оценка фазового сдвига между приливной деформацией и вариациями уровня воды в скважине. Локальные и глобальные проявления воздействий на геосферы. Сб. научн. тр. ИДГ РАН. М.: ГЕОС. 2008. С. 62–72.

Киссин И.Г. Флюиды в земной коре. Геофизические и тектонические аспекты. М.: Наука. 2015. 328 с.

Копылова Г.Н., Болдина С.В. Гидрогеосейсмические вариации уровня воды в скважинах Камчатки. Петропавловск-Камчатский: ООО “Камчатпресс”. 2019. 144 с.

Кочарян Г.Г., Виноградов Е.А., Горбунова Э.М. Изменение флюидодинамического режима подземных коллекторов под действием сейсмических колебаний. Часть 1. Анализ результатов наблюдений. Динамические процессы в геосферах. Сб. научн. тр. ИДГ РАН. М.: ГЕОС. 2010. С. 70–79.

Кутуев В.А., Жариков С.Н., Меньшиков П.В. Анализ воздействия взрывов на подземные горные выработки шахты "Магнезитовая" // Фундаментальные и прикладные вопросы горных наук. 2020. Т. 7. № 2. С. 11–17.

Меньшиков П.В., Кутуев В.А., Жариков С.Н. Исследование ударной волны в подземных горных выработках на шахте "Магнезитовая" // Фундаментальные и прикладные вопросы горных наук. 2019. Т. 6. № 1. С. 99–104.

Терминологический словарь-справочник по инженерной геологии. М. : КДУ. 2011. 952 с.

Allegre V., Brodsky E., Xue L., Nale S.M., Parker B.L., Cherry J.A. Using earth-tide induced water pressure changes to measure in situ permeability: A comparison with long-term pumping tests // Water Resour. Res. 2016. P. 1–14. https://doi.org/10/1002/2015WR017346

Besedina A., Vinogradov E., Gorbunova E., Svintsov I. Chilen Earthquakes: Aquifer Responses at the Russian Platform // Pure Appl. Geophys. 2016. V. 173. № 2. P. 321–330.

Brodsky E.E., Roeloffs E., Woodcock D., Gall I., Manga M. A mechanism for sustained groundwater pressure changes induced by distant earthquakes // J. Geophys. Res. 2003. V. 108. № B8. 2390. P. 7-1–7-10. https://doi.org/10.1029/2002JB002321

Cooper H.H., Bredehoeft J.D., Papadopulos I.S., Bennett R.R. The response of well-aquifer systems to seismic waves // J. Geophys. Res. 1965. V. 70. № 16. P. 3915–3926.

Elkhoury J.E., Brodsky E.E., Agnew D.C. Seismic waves increase permeability // Letters. 2006. V. 441. P. 1135–1138. https://doi.org/10.1038/nature04798

Geologic and hydrologic effects of the MILROW event, Amchitka, Aleutian Islands, Alaska // U.S. Geol. Surv. Rept. 1971. USGS-474-32. P. 85.

Hassan A., Pohlmann K., Chapman J. Modeling groundwater flow and transport of radionuclides at Amchitka Island's Underground Nuclear Tests: Mirlow, Long Shot, and Cannikin. Nevada Operations Office. U.S. Department of Energy. Las Vegas. Nevada. 2002. 338 p.

Hsieh P., Bredehoeft J., Farr J. Determination of aquifer transmissivity from earth tide analysis // Water Resour. Res. 1987. V. 23. P. 1824–1832.

Kabychenko N.V., Gorbunova E.M., Besedina A.N. Deformation mode of water-saturated collector by precision hydrogeological monitoring // AIP Conference Proceedings. 2019. V. 2167. № 1. P. 020142. https://doi.org/10.1063/1.5132009

Kitagawa Y., Itaba S., Matsumoto N., Koizumi N. Frequency characteristics of the response of water pressure in a closed well to volumetric strain in the high frequency domain // J. Geophys. Res. 2011. V. 116. № B08301. P. 1–12. https://doi.org/10.1029/2010JB007794

Luca G.D., Carlo G.D., Tallini M. A record of changes in the Gran Sasso groundwater before, during and after the 2016 Amatrice earthquake, central Italy // Scientific reports. 2018. V. 8. № 15982. https://doi.org/10.1038/s41598-018-34444-1

Shalev E., Kurson I., Doan M.-L., Lyakhovsky V. Sustained water-level changes caused by damage and compaction induced by teleseismic earthquakes // J. Geophys. Res.: Solid Earth. 2016. V. 121. № 7. P. 1–12. https://doi.org/10.1002/2016JB013068

Vinogradov E., Gorbunova E., Besedina A., Kabychenko N. Earth Tide Analysis Specifics in Case of Unstable Aquifer Regime // Pure Appl. Geophys. 2017. V. 174. № 6. ISSN 0033-4553. https://doi.org/10.1007/s00024-017-1585-z.

Wenzel H.G. Earth tide analysis package ETERNA 3.0 // BIM. 1994. V. 118. P. 8719–8721.

Xue L., Li H.-B., Brodsky E.E., Xu Z.-Q., Kano Y., Wang H., Mori J.J., Si J.-L., Pei J.-L., Zhang W., Yang G., Sun Z.-M., Huang Y. Continuous Permeability Measurements Record Healing Inside the Wenchuan Earthquake Fault Zone // Science. 2013. V. 340. P. 1555–1559.

Response of Water-Saturated Reservoirs to a Dynamic Impact Based on the Data of Groundwater-Level Monitoring by Precision Measurements

E. M. Gorbunova[a], *, A. N. Besedina[a], N. V. Kabychenko[a], I. V. Batukhtin[a], and S. M. Petukhova[a]

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

**e-mail: emgorbunova@bk.ru*

The deformation modes of water-saturated reservoirs under dynamic impact are studied based on the groundwater-level monitoring by precision measurements. It is assumed that a quasi-stationary factor determining the background poroelastic groundwater-level fluctuations in the reservoir–well system is the Earth's tides. Hydrogeological responses to seismic waves from remote earthquakes and mass blasts produced during iron ore mining are used for estimating relative deformation of water-saturated reservoirs. The study objects are located both beyond the zone of active manmade impact on the geological environment (in the territory of Geophysical observatory "Mikhnevo" of the Institute of Geosphere Dynamics of the Russian Academy of Sciences) and in the anthropogenically disturbed conditions—in the industrial region close to the town of Gubkin, Belgorod Oblast. The complex processing of seismic, barometric, and hydrogeological signals synchronously recorded by the instrumental measuring systems in the observation wells and at the near-mouth sites is aimed at revealing common patterns in the responses of water-saturated reservoirs to a dynamic impact. The comparative analysis of the amplitudes of groundwater level fluctuations and pressure variations in

the reservoir–well system was carried out with the allowance for the ground motion velocities and the reduced distances from the remote earthquakes and mass explosions. The response of the porous and porous–fractured water-saturated reservoir types is different. Alongside with the coseismic hydrogeological effects, a postseismic groundwater-level rise and an increase in pressure are revealed, indicating a local change in poroperm properties of a water-saturated reservoir. The maximum ground velocities and pressure in the reservoir–well system at which the deformation regimes change from a poroelastic to a quasi reversible response are established.

Keywords: water-saturated reservoir, dynamic impact, hydrogeological response, mass velocity, relative deformation, instrumental measuring systems

ФИЗИКА ЗЕМЛИ, 2021, № 5, с. 91–103

УДК 550.34,539.37

ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ДИНАМИЧЕСКОГО СДВИГА В ТОНКОМ СЛОЕ ГРАНУЛИРОВАННОГО МАТЕРИАЛА

© 2021 г. А. А. Остапчук[1, 2, *], Г. Г. Кочарян[1], К. Г. Морозова[1], Д. В. Павлов[1], Г. А. Гридин[1, 3]

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

[2]*Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), г. Долгопрудный, Россия*

[3]*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, г. Москва, Россия*

*****E-mail: ostapchuk.aa@idg.ras.ru*

Поступила в редакцию 24.02.2021 г.
После доработки 31.03.2021 г.
Принята к публикации 01.04.2021 г.

Гранулированные среды определяют динамику многих природных систем, включая разломы земной коры. Статья посвящена лабораторному исследованию закономерностей сдвигового деформирования модельного разлома – слоя гранулированного материала, расположенного между блоками скальной породы. Модельный разлом является сложной динамической системой, для которой характерно наличие бифуркаций, и в процессе деформирования может происходить апериодическое чередование актов быстрого и медленного проскальзывания. Скольжение блоков сопровождается излучением импульсов акустической эмиссии (АЭ), для выделения которых применялся информационный критерий Акаике. Динамика потока импульсов отражает закономерности эволюции механических характеристик разлома. В потоке импульсов выделяются подмножества, характеризующиеся различными скоростями нарастания амплитуды (*RA*-value) и различными скейлинговыми соотношениями. Применение алгоритма машинного обучения “случайный лес” демонстрирует возможность определения ожидаемой величины скорости скольжения по разлому и времени генерации как быстрых, так и медленных динамических событий на основе анализа каталогов акустических импульсов. Зарождение определенной моды проскальзывания предопределяется процессами самоорганизации, протекающими в центральной зоне разлома, а характеристики излучаемых акустических импульсов отражают эти процессы. Разрабатываемый подход к определению характеристик скольжения может оказаться перспективным для создания новых методов мониторинга напряженных массивов при ведении горных работ.

Ключевые слова: разлом, акустическая эмиссия, машинное обучение, лабораторный эксперимент.

DOI: 10.31857/S0002333721050136

ВВЕДЕНИЕ

Согласно современным представлениям основным механизмом землетрясений в верхней коре является скольжение по тектоническим разломам [Кочарян, 2016; Scholz, 2002]. Интенсивность и периодичность актов проскальзывания существенно варьируются и зависят от строения разломов, *P*–*T*-условий, напряженно-деформированного состояния и т.д. [Кочарян и др., 2014; Burgmann, 2018]. Долгое время считалось, что отдельный сегмент разлома может реализовывать накопленную энергию деформации либо посредством только повторяющихся медленных мод скольжения, которые сопровождаются излучением тремора или низкочастотных землетрясений, либо быстрых динамических срывов, приводящих к обычным землетрясениям, либо непрерывного крипа. Появляется все больше доказательств того, что на одном и том же сегменте разлома могут быть реализованы различные моды скольжения [Veedu et al., 2020; Ostapchuk et al., 2020b]. Незначительное изменение структуры зоны сместителя, нарушенности массива, флюидного режима и напряженно-деформированного состояния может привести к изменению режима скольжения [Kocharyan et al., 2021].

Считается, что активные разломы земной коры находятся в состоянии, близком к предельной прочности [Townend, Zoback, 2000]. При этом небольшие флуктуации напряженного состояния, связанные с самыми разными причинами, могут привести к возникновению динамической неустойчивости [Sobolev, 2011; Kocharyan et al., 2018b]. Переход участка разлома в состояние предельного равновесия проявляется, в том числе, в снижении сдвиговой жесткости [Кочарян,

Остапчук, 2011], что характерно для различных динамических систем [Родкин, Рундквист, 2017]. При этом динамика скольжения определяется отношением эффективной величины жесткости разлома к жесткости вмещающего массива [Leeman et al., 2016]. Выявление области формирования очага землетрясения и контроль его развития является комплексной задачей, полного решения которой в ближайшее время ожидать не приходится. В настоящее время не существует инструментальных методов, позволяющих измерить действующие напряжения или статическую жесткость в зоне очага готовящегося землетрясения. Инструментальные наблюдения лишь иногда позволяют выявить косвенные проявления изменения режима скольжения [Frank et al., 2016; Kocharyan et al., 2018a; Ostapchuk et al., 2020b].

Лабораторные эксперименты являются одним из методов получения новой информации о закономерностях развития процессов скольжения. Начиная с работы [Brace, Byerlee, 1966], прерывистое скольжение контакта горных пород рассматривается многими исследователями как лабораторный аналог сейсмического цикла [Marone, 1998; Соболев, Пономарев, 2003, Кочарян, 2016; и др.]. Многие закономерности формирования и эволюции разломов исследуются путем контроля параметров АЭ [Соболев, Пономарев, 2003; Lherminier et al., 2019; и др.]. Эти методы можно считать определенным аналогом пассивного сейсмического мониторинга. Многие физические процессы, наблюдаемые в лабораторных экспериментах, статистически описываются соотношениями, подобными тем, что описывают сейсмический режим тектонического разлома (закон Гутенберга–Рихтера, закон Омори и др.) [Lei, 2003; Остапчук и др., 2016; Smirnov et al., 2019; Родкин, 2020]. Установлены многие закономерности проявления в регистрируемых колебаниях процессов разрушения [Соболев, Пономарев, 1999; 2003; Goebel et al., 2013; Пантелеев, 2020; и др.], инициирования подвижек внешними воздействиями [Kocharyan et al., 2018b], реакции системы на изменение напряженно-деформированного состояния [Смирнов, Пономарев, 2004; Bolton et al., 2020]. Исследованы микроструктурные процессы, сопровождающие формирование и эволюцию разломов и трещин [Веттегрень и др., 2017; Дамаскинская и др., 2018].

В условиях, когда динамика системы не может быть полностью описана системой дифференциальных уравнений, чтобы ее можно было смоделировать, или в случаях, когда физика процесса до конца не ясна, в последние годы стали применяться алгоритмы машинного обучения с целью моделирования и предсказания эволюции состояния динамической системы [Bergen et al., 2019]. Преимущество этих методов заключается в возможности обрабатывать большие многомерные массивы данных, выявлять наиболее информативные параметры процесса и автоматически определять лучшие решения из всех возможных. Технология машинного обучения активно используется при исследовании динамики разломных зон, как в лабораторных экспериментах, так и в природе [Ren et al., 2020].

В настоящей работе внимание акцентировано на лабораторных исследованиях эволюции аналога зоны магистрального сместителя разлома – слоя гранулированного материала, расположенного между блоками скальной породы. Показано, что поведение разлома как сложной динамической системы не ограничивается режимом регулярного прерывистого скольжения. Гетерогенность фрикционных и структурных свойств модельного разлома приводит к формированию нерегулярного режима скольжения, когда динамические подвижки происходят апериодически, и их динамические параметры различаются на несколько порядков. В экспериментах установлены акустические проявления различных режимов скольжения. На основе методов машинного обучения продемонстрирована возможность определения ожидаемой величины скорости скольжения разлома и момента наступления как быстрых, так и медленных динамических событий.

МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ И РЕЗУЛЬТАТЫ

Ограничивая обсуждение относительно неглубокими разломами континентальной коры, можно полагать, что сдвиговые деформации при сейсмогенных подвижках локализуются в очень узкой центральной части разлома, которая сложена мелкодисперсным гранулированным материалом (англ. “*gouge*”); при этом закономерности скольжения по разлому длиной десятки/сотни километров определяются в значительной степени свойствами контакта частиц заполнителя разлома размером единицы–десятки–сотни микрон [Кочарян, 2016; Кочарян, Кишкина, 2020]. Узкая ширина слоев локализованного динамического сдвига делает эти объекты подходящими для исследования основных закономерностей их деформирования на лабораторных моделях.

Лабораторные эксперименты проводились на установке, в которой блок (*1*) под действием нормального и сдвигового усилий скользит вдоль поверхности раздела (*2*) (рис. 1). Контакт между поверхностями подвижного блока и основания заполнялся слоем гранулированного материала (*3*). Подвижный гранитный блок размером $8 \times 8 \times 3$ см^3 располагался в центре гранитного основания длиной 2.5 м и сечением 10×10 см^2. Контактирующие поверхности имели шероховатость глубиной 0.8–1.0 мм. Нормальное усилие составляло

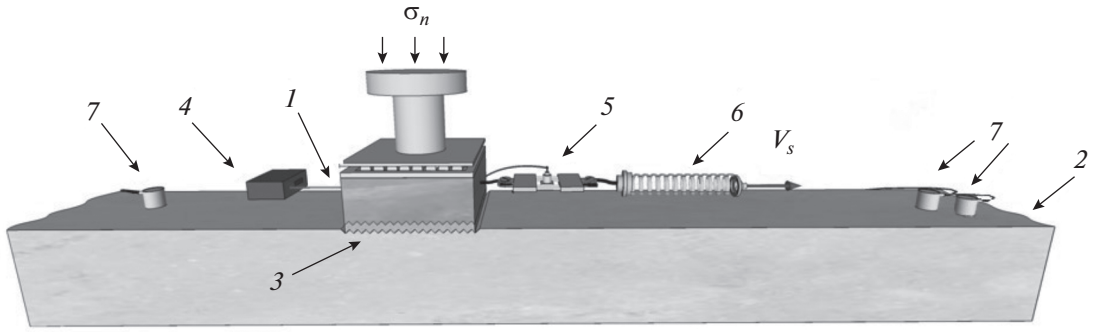


Рис. 1. Схема установки геомеханического стенда ИДГ РАН.
1 – подвижный блок, *2* – гранитное основание, *3* – слой заполнителя, *4* – датчик перемещения, *5* – датчик силы, *6* – пружинный элемент, *7* – датчики АЭ.

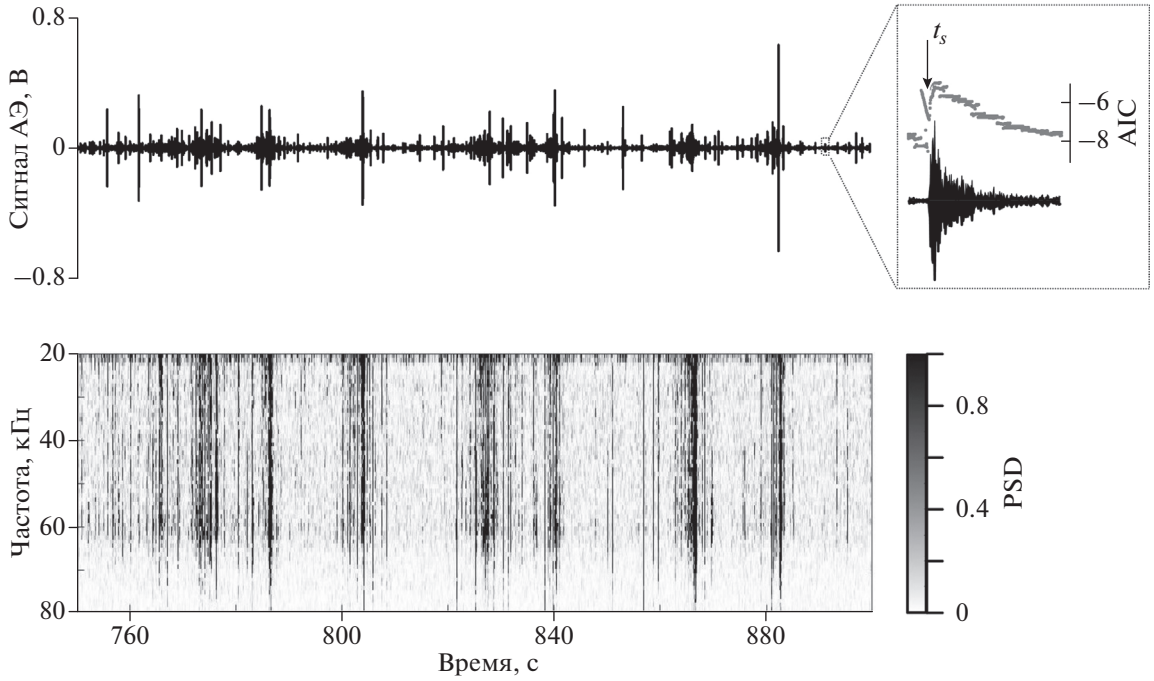


Рис. 2. Зарегистрированная запись АЭ и ее спектрограмма в диапазоне частот 20–80 кГц. На врезке показан информационный критерий Акаике (*AIC*) и момент t_s вступления *P*-волны импульса АЭ.

500 Н и прикладывалось с помощью системы грузов. Сдвиговое усилие прикладывалось через пружинный элемент (*6*) с жесткостью 55 кН/м, конец которого смещали с постоянной скоростью $V_s = 8$ мкм/с. В ходе эксперимента регистрировались перемещения блока и действующее на блок сдвиговое усилие.

В ходе экспериментов велась непрерывная регистрация АЭ с частотой дискретизации 1 МГц. Датчики АЭ VS30-V (*7*) (Vallen System, Germany) располагались на расстоянии 0.6 и 0.7 м от подвижного блока. Рабочий частотный диапазон датчиков АЭ 20–80 кГц. Пример записи АЭ представлен на рис. 2.

Изменение материального и гранулометрического состава заполнителя модельного разлома позволяет реализовывать различные режимы скольжения: стабильное скольжение, регулярное прерывистое скольжение с различной амплитудой событий и нерегулярный режим скольжения, когда параметры динамических событий изменяются на несколько порядков. Пример регистрации кинематических параметров нерегулярного режима скольжения представлен на рис. 3. Типы режимов скольжения, реализованных в экспериментах, и их статистические параметры, представлены в таблице.

Динамика скольжения разлома

Режим регулярного стик-слипа характеризуется выраженной периодичностью и близкими па-

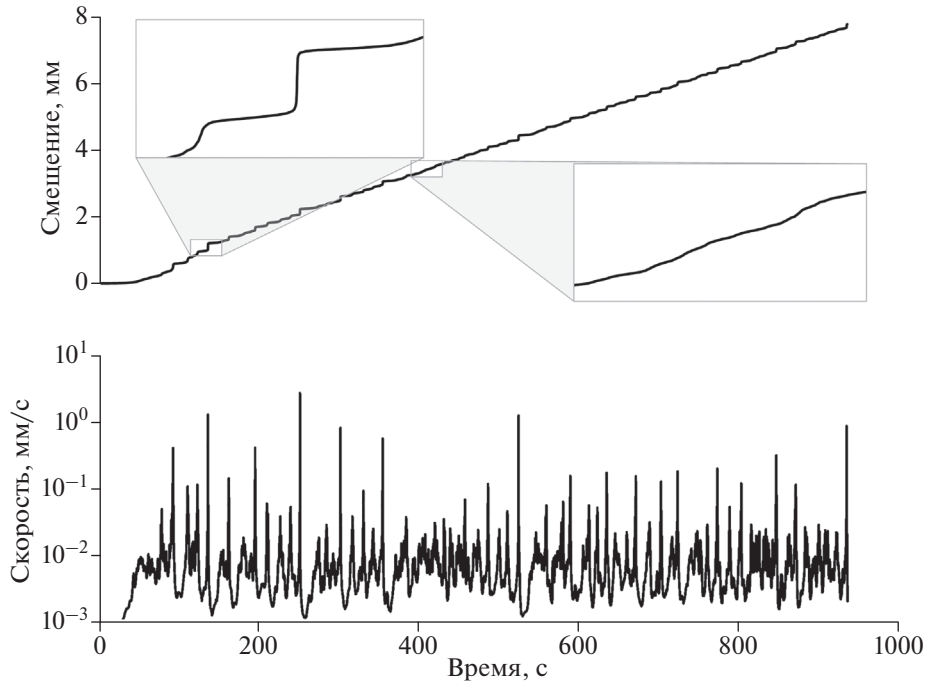


Рис. 3. Пример зависимости смещения и скорости смещения блока от времени при нерегулярном режиме скольжения. Левая вставка демонстрирует последовательность медленного и быстрого эпизода проскальзывания, правая – участок скольжения со слабыми вариациями скорости.

раметрами динамических событий (рис. 4). На стадии накопления потенциальной энергии блок смещается со скоростью существенно ниже скорости протяжки V_s. В связи с этим возникает рост величины "дефицита" перемещений, который можно определить следующим образом:

$$\delta X(t) = V_s t - x(t), \quad (1)$$

где $X(t)$ – положение блока относительно основания. По мере приближения к моменту динамического срыва скорость блока начинает постепенно увеличиваться. На стадии динамического проскальзывания скорость резко возрастает, а величина функции $\delta X(t)$ снижается до локального минимума. Наблюдается устойчивая картина вариаций параметров. Фазовый портрет явным об-

Таблица 1. Типы режимов скольжения и точность алгоритма машинного обучения

№ п/п	Заполнитель центральной части	Тип режима	Определение параметров скольжения на основе алгоритма машинного обучения	
			коэффициент детерминации алгоритма (R^2) определения скорости	наиболее вероятная ошибка определения момента динамического события
1	Кварцевый песок 200–315 мкм	Регулярный	0.68	0.3
2	Смесь кварцевого песка 200–315 мкм (80%) и стеклянных шариков 200–315 мкм (20%)	Регулярный	0.73	0.4
3	Смесь кварцевого песка 200–315 мкм (90%) и шамотной глины (10%)	Нерегулярный	0.33	1.4
4	Кварцевый песок 50–1000 мкм	Нерегулярный	0.16	3.2
5	Кварцевый песок 50–1000 мкм	Нерегулярный	0.20	2.9
6	Смесь кварцевого песка 50–1000 мкм (90%) и шамотной глины (10%)	Нерегулярный	0.18	2.2

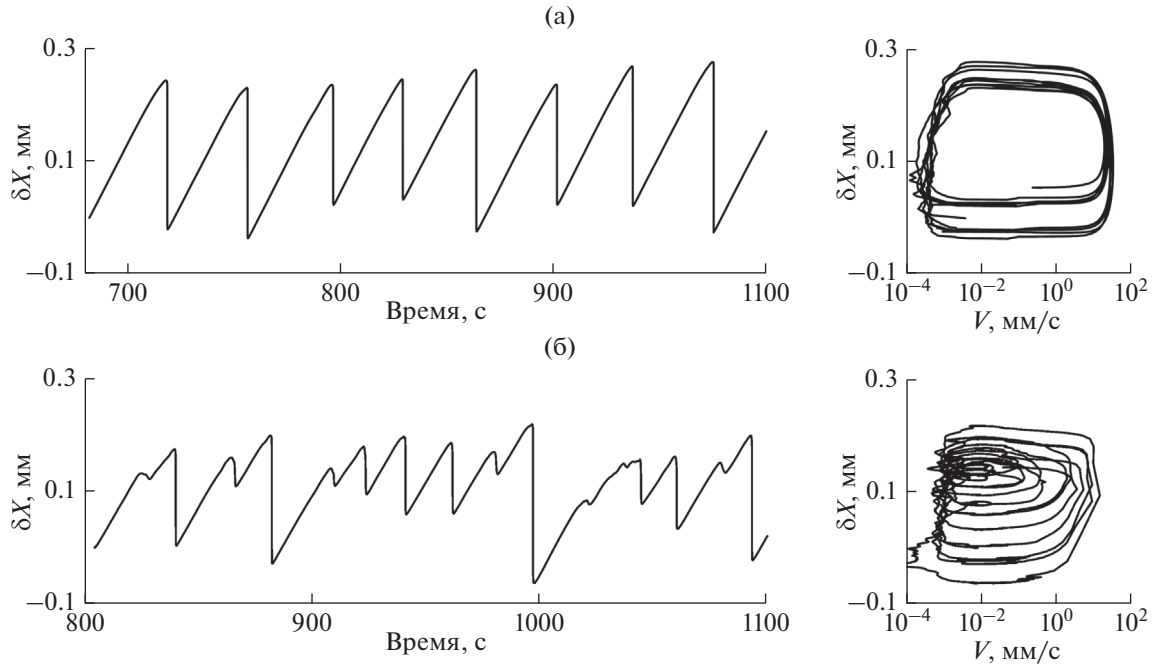


Рис. 4. Временные вариации дефицита перемещения (δ*X*) при регулярном (а) и нерегулярном (б) режимах скольжения. Справа представлены фазовые портреты реализованных режимов скольжения блока.

разом демонстрирует регулярную повторяемость процесса (рис. 4). Траектория описывает предельный устойчивый цикл динамической системы, причем можно с высокой точностью определить области фазового пространства, соответствующие потере динамической устойчивости и началу динамического события. Для нерегулярного режима характерна более сложная картина изменения скорости скольжения. Наблюдаются как интервалы повторяющихся событий, так и интервалы квазистационарного скольжения, когда вариации дефицита перемещения $\delta X(t)$ относительно малы, а величина скорости близка к скорости протяжки V_s (рис. 3). Фазовый портрет такого режима представляет собой совокупность случайных круговых траекторий, охватывающих определенную область фазового пространства.

Вариация параметров АЭ

Скольжение модельного разлома сопровождается излучением большого количества импульсов АЭ. Для определения момента времени вступления *P*-волны импульса использовался информационный критерий Акаике (*AIC*) [Carpinteri et al., 2012]. В основе метода лежит предположение о том, что сигнал АЭ можно разделить на отдельные интервалы, каждому из которых соответствует определенный авторегрессионный (АР) процесс [Sleeman, van Eck, 1999]. *AIC* используется для определения порядка АР процесса, описывающего временной ряд. Момент времени, где *AIC* принимает минимальное значение, соответствует оптимальному разделению на интервалы, характеризующие различные стационарные процессы, и интерпретируется как момент вступления *P*-волны. В двухинтервальной модели *AIC* сигнала рассчитывается для скользящего окна длиной *N* точек и является функцией момента *k*, разделяющей два интервала [Maeda, 1985]:

$$AIC(k) = k\lg\{S(A[1,k])\} + \\ + (N-k-1)\lg\{S(A[k+1,N])\}. \quad (2)$$

На врезке рис. 2 приведен пример временной вариации параметра *AIC*, который использовался для определения момента вступления *P*-волны импульса АЭ. *AIC* рассчитывался для окна длиной $N = 500$ точек. Для каждого выявленного импульса были определены амплитуда (*A*) и скорость нарастания амплитуды до максимума *RA*-value, которая определялась согласно соотношению:

$$RA = \frac{t_m - t_s}{A}, \quad (3)$$

где t_s и t_m – моменты вступления *P*-волны и достижения максимальной амплитуды импульса.

На основе совокупности определенных параметров были сформированы каталоги импульсов АЭ, содержащие сведения о десятках тысяч импульсов, зарегистрированных при различных режимах скольжения.

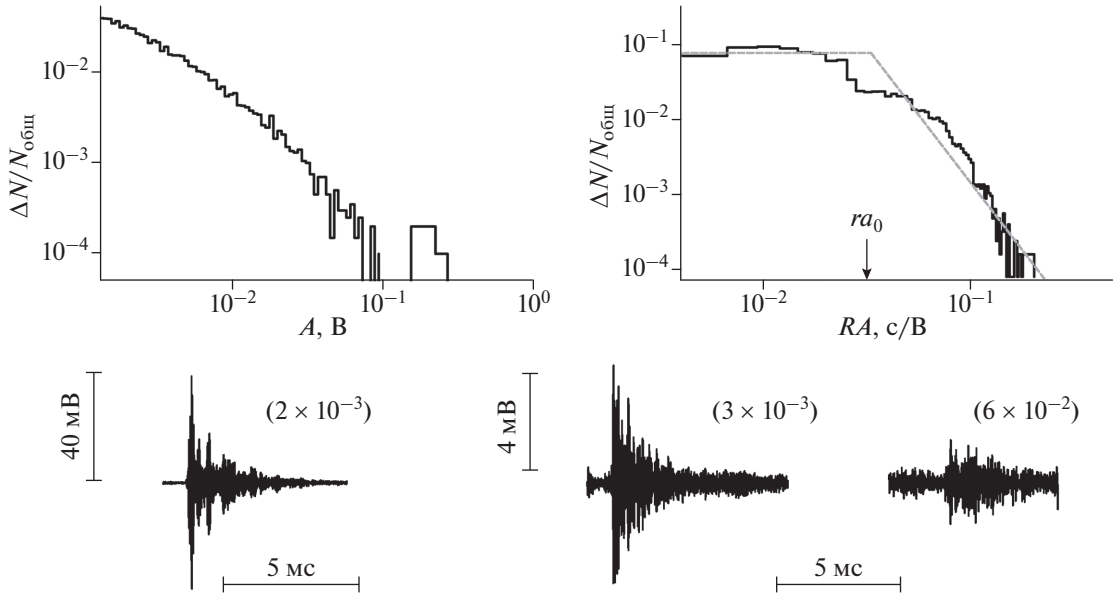


Рис. 5. Распределение импульсов АЭ по амплитуде (A) и скорости нарастания амплитуды до максимума (RA). Снизу представлены примеры импульсов АЭ с характерными значениями параметров (в скобках указано значение *RA-value* [с/В]).

Разломы земной коры как нелинейные динамические системы характеризуются свойством самоорганизованной критичности, и, соответственно, протекающие внутренние процессы самоорганизации характеризуются степенным законом распределения параметров [De Arcangelis et al., 2016]. На рис. 5 представлены распределения импульсов АЭ для регулярного режима скольжения.

На графике распределения импульсов АЭ по амплитуде выделяется две характерные области: $A > 0.1$ В характерна для импульсов АЭ, сопровождающих динамические срывы; $A < 0.1$ В – для импульсов АЭ, излучающихся на стадии подготовки динамических событий. Распределение по амплитуде в области амплитуд $A < 0.1$ В подчиняется степенному закону:

$$\lg(N) = a - b\lg\left(\frac{A}{A_0}\right), \qquad (4)$$

где a, b – положительные константы и величина, $\lg\left(\frac{A}{A_0}\right)$ соответствует магнитуде импульса АЭ [Lei, 2003]. Параметр b является скейлинговым параметром, который характеризует процессы самоорганизации геосреды [Turcotte, 1999].

Распределение по параметру RA имеет более сложный вид. Выделяются две характерные области: при RA меньше характеристического значения ra_0, наблюдается "плато", в то время как при $RA \geq ra_0$ наблюдается степенной закон распределения. Стоит отметить, что величина ra_0 варьируется для различных условий проведения экспериментов и материального состава заполнителя. Для импульсов АЭ с $RA < ra_0$ характерна более высокая амплитуда и скейлинговый параметр $b \cong 1.3$, для импульсов АЭ с $RA \geq ra_0$ амплитуда импульсов существенно ниже и скейлинговый параметр $b \cong 2.0$. Существенное различие скейлинговых параметров двух выборок может указывать на формирование двух динамических подсистем, эволюция которых сопровождается излучением импульсов АЭ с $RA < ra_0$ и $RA \geq ra_0$ [Hadda et al., 2015; Ostapchuk, Morozova, 2020a].

На рис. 6 представлены временные вариации параметров АЭ. При регулярном прерывистом скольжении наблюдается периодичность изменения параметров. По мере приближения к моменту динамического срыва постепенно растет активность и доля высокоамплитудных импульсов.

Для нерегулярного режима скольжения временные вариации параметров имеют более сложный вид (рис. 7). На стадии увеличения нагрузки активность АЭ практически не изменяется, резкий рост наблюдается только при переходе разлома в метастабильное состояние, когда скорость скольжения близка к V_s. После акта проскальзывания активность снижается до фонового уровня 10–15 $с^{-1}$. Особое внимание обращает на себя последовательность медленного и быстрого актов проскальзывания, произошедших во временном интервале 1030–1040 с. После медленного проскальзывания в окрестности $t \sim 1030$ с, несмотря на увеличение нагрузки, функция дефицита пере-

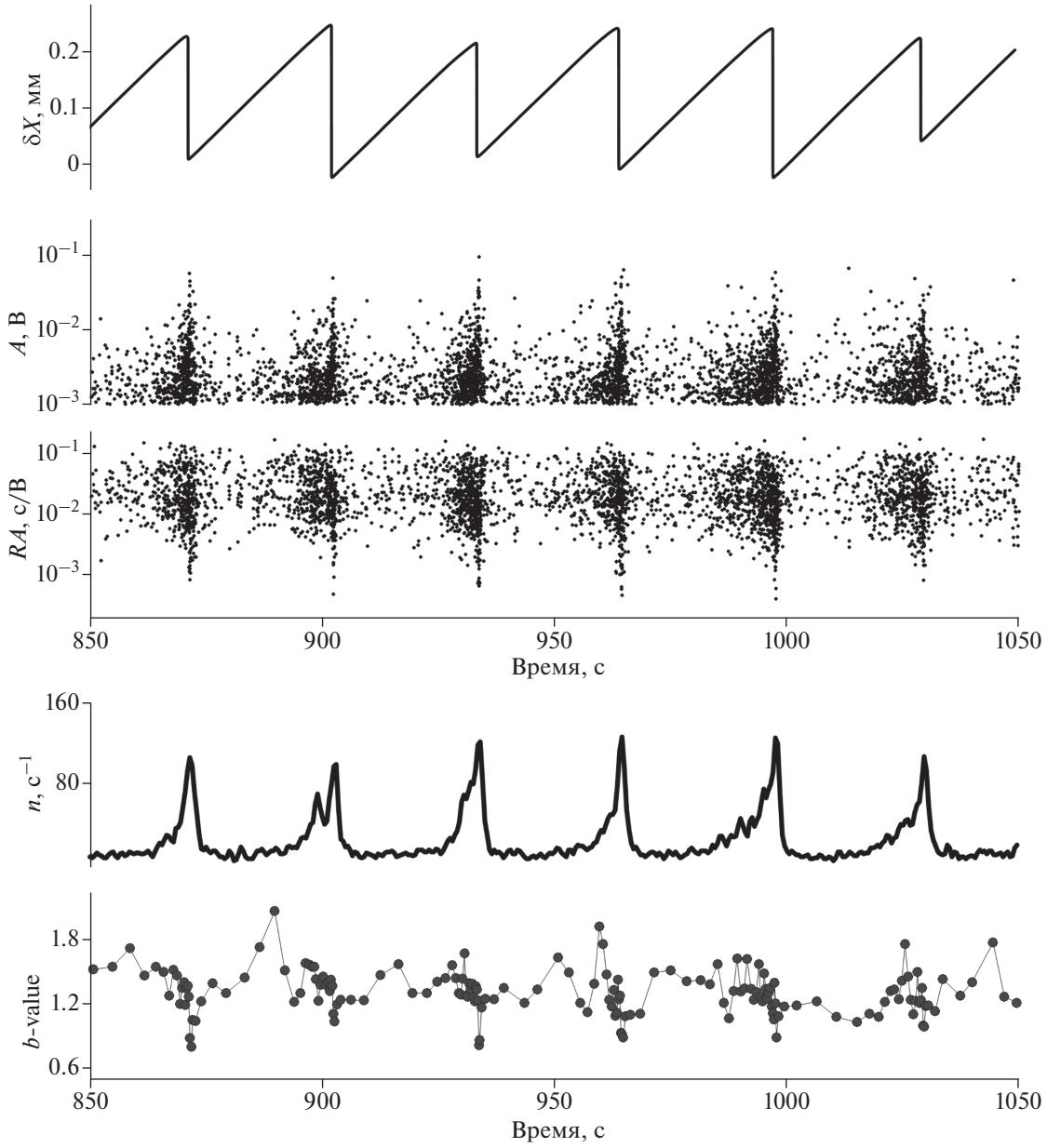


Рис. 6. Вариации параметров при регулярном прерывистом скольжении:
δX – дефицит перемещения, определенный согласно соотношению (1); A и RA – амплитуда и скорость нарастания амплитуды; n – активность импульсов АЭ; *b-value* – скелинговый параметр, определяемый согласно соотношению (4).

мещения $\delta X(t)$ остается примерно постоянной – разлом скользит со скоростью, близкой к V_s – и в момент $t \sim 1040$ с происходит резкое проскальзывание. В отличие от остальных быстрых событий перед этим наблюдается снижение активности АЭ, что напоминает сейсмическое затишье перед землетрясениями [Wyss, Habermann, 1988]. Таким образом, при нерегулярном режиме скольжения можно наблюдать как рост, так и снижение активности АЭ перед актами проскальзывания.

Выявить акустоэмиссионные признаки эволюции модельного разлома в условиях нерегулярного режима скольжения позволило разделение всего потока импульсов АЭ на два кластера. Такая обработка позволила наблюдать регулярные вариации доли импульсов АЭ с $RA \geq ra_0$. По мере приближения к моменту динамического проскальзывания доля таких импульсов снижается, достигая минимума перед событием, а затем быстро возрастает.

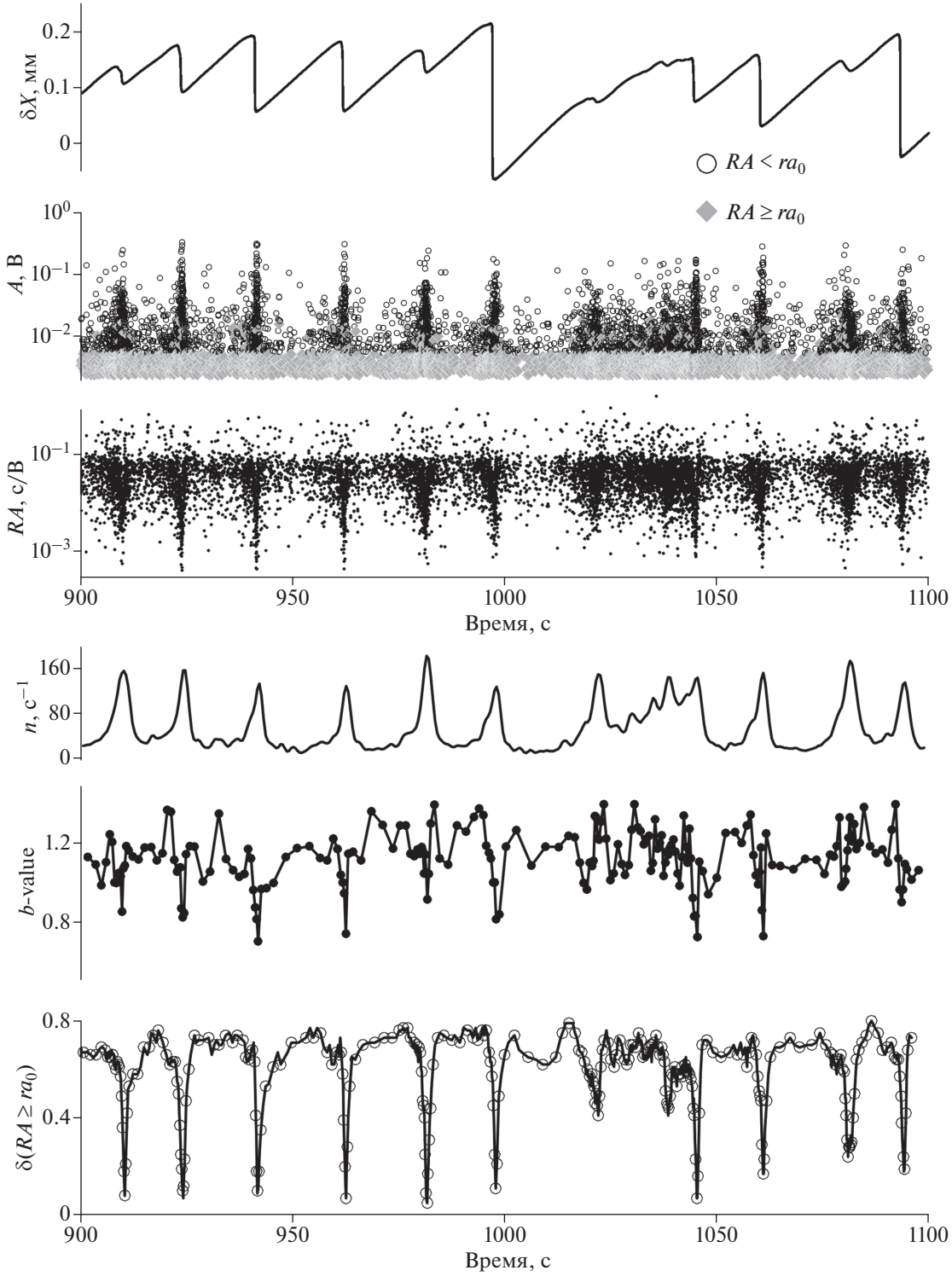


Рис. 7. Вариации параметров при нерегулярном режиме скольжения: δX – дефицит перемещения, определенный согласно соотношению (1); A и RA – амплитуда и скорость нарастания амплитуды; n – активность импульсов АЭ; *b-value* – скейлинговый параметр, определяемый согласно соотношению (4); δ – относительное количество импульсов АЭ кластера $RA \geq ra_0$.

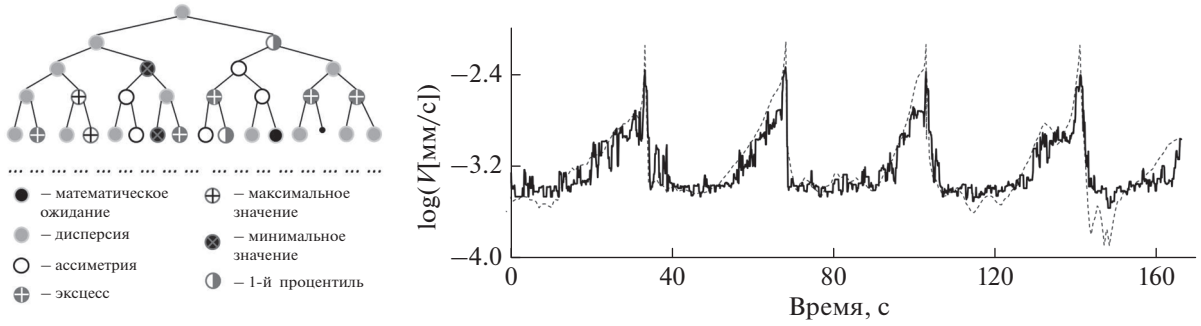


Рис. 8. Обучение алгоритма “случайный лес” – предсказания скорости скольжения блока. Слева представлен пример одного из деревьев решений и параметры, на основании которых принимается решение в определенном узле дерева. Справа представлена экспериментальная зависимость изменения скорости (пунктирная линия) и предсказанные значения (сплошная линия). Коэффициент детерминации $R^2 = 0.79$.

Определение скорости скольжения и момента динамического события

В условиях, когда развитие процесса сопровождается сложной картиной вариаций параметров, применение методов анализа многомерных рядов данных, одним из которых является машинное обучение, позволяет определить параметры состояния исследуемой динамической системы. Для определения ожидаемой скорости скольжения блока и момента старта динамического события был применен алгоритм “случайный лес” [Breiman, 2001]. Программная реализация алгоритма выполнена в среде MATLAB. Алгоритм предполагает построение совокупности независимых деревьев принятий решений на основе набора параметров. Каждое дерево независимо определяет значение параметра, а результатом “случайного леса” является значение параметра, усредненное по всем деревьям. Количество деревьев в модели было принято равным 300, минимальная глубина каждого дерева составляла 13. Если одно из деревьев решений является ошибочным, то усреднение по совокупности независимых деревьев минимизирует данную ошибку. Для определения скорости скольжения была рассмотрена непрерывная запись сигнала АЭ, а для определения момента старта событий использовался сформированный каталог импульсов АЭ.

Применение алгоритма машинного обучения “случайный лес” предполагает, что на первом этапе выполняется обучение модели на известных данных. Обучение заключается в установлении связи между входными статистическими параметрами и выходными значениями относительной скорости смещения блоков и/или времени до момента динамического события (рис. 8). При обучении не учитывается информация о прошлом или будущем состоянии разлома, в модели используются данные АЭ только в пределах выбранного временного окна. Обучение алгоритма проводилось на данных двух экспериментов, в которых были реализованы регулярный и нерегулярный режимы скольжения. При обучении алгоритма определения скорости скольжения были использованы параметры сигнала АЭ, рассчитанные во временном окне 1 с с перекрытием 90%. В качестве параметров были взяты значения среднего и более высокие моменты, процентили от 1-го до 9-го и от 91-го до 99-го с шагом 1%, максимальные и минимальные значения амплитуды сигнала.

На рис. 9 показан результат применения алгоритма восстановления скорости скольжения блока по данным регистрации акустического сигнала для последовательности событий скольжения, которые модель “случайного леса” никогда ранее не “видела”. По непрерывному сигналу АЭ достаточно успешно предсказывается скорость смещения блока как при регулярном, так и при нерегулярном режиме скольжения.

При определении времени до динамического срыва был использован сформированный каталог импульсов АЭ. Статистические параметры, которые характеризуют поток АЭ, сопровождающий процесс деформирования, были рассчитаны в скользящем окне шириной 100 импульсов с шагом 20 импульсов. В качестве параметров были использованы среднее, дисперсия, асимметрия, эксцесс, максимальные и минимальные значения амплитуды, активность, *b-value*, а также все представленные параметры для каждого из кластеров. На рис. 10 представлены результаты определения времени до динамического события на основе алгоритма “случайный лес” для различных режимов скольжения. Для режима регулярного прерывистого скольжения алгоритм демонстрирует высокую эффективность с учетом малой выборки параметров, используемых в модели, и коэффициент детерминации алгоритма составляет $R^2 = 0.73$. На межсейсмической стадии время до срыва определяется с достаточно большой ошибкой 5–10 с, однако по мере приближения к моменту динами-

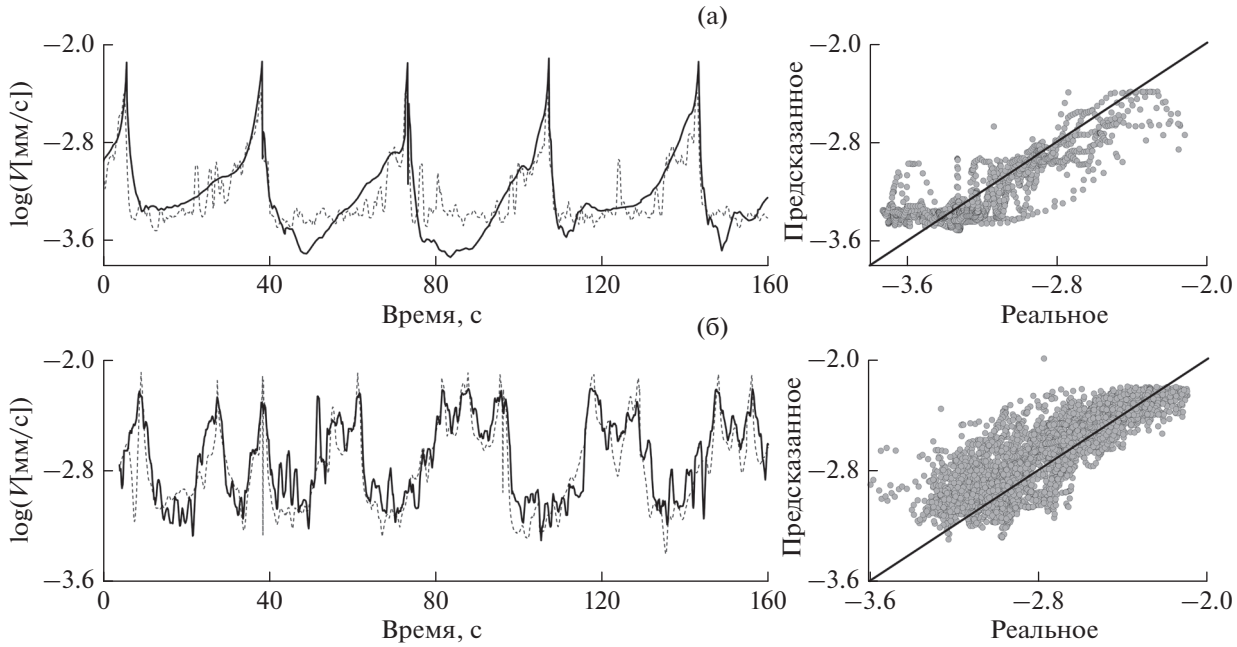


Рис. 9. Определение скорости скольжения блока при регулярном (а) и нерегулярном (б) режимах.
Пунктирная линия – реальные значения скорости, сплошная линия – значения, предсказанные моделью. Справа представлено сравнение истинных и предсказанных значений. Прямая линия соответствует точному определению скорости. При регулярном режиме точность (коэффициент детерминации) алгоритма составляет $R^2 = 0.69$, при нерегулярном – $R^2 = 0.54$.

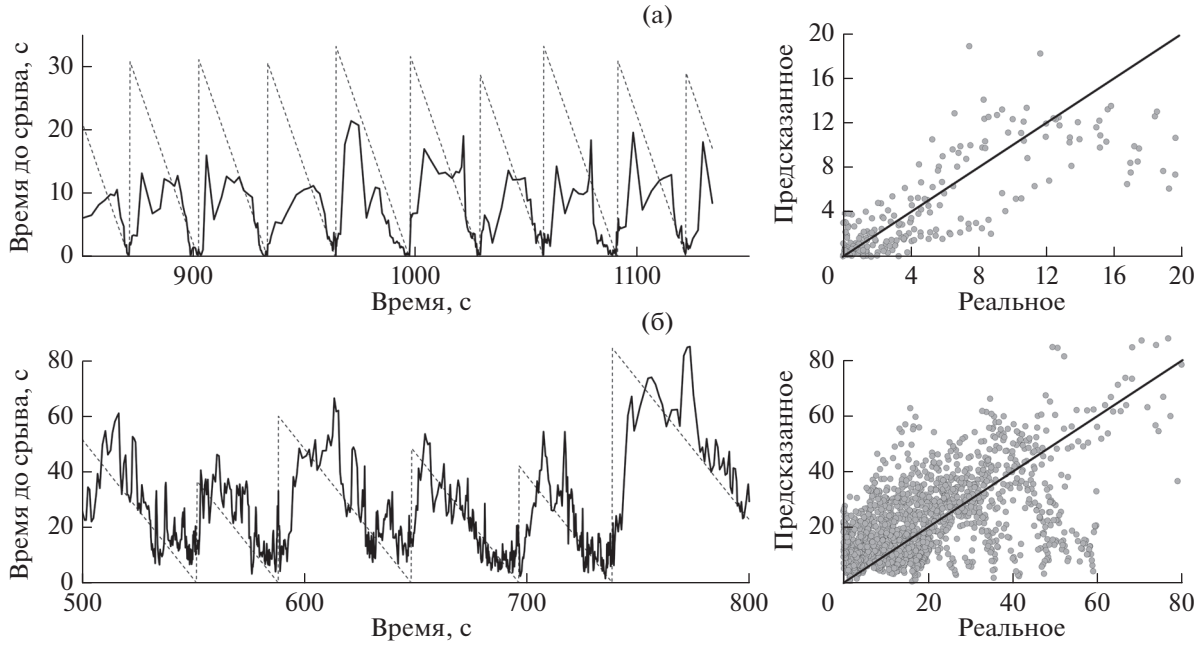


Рис. 10. Результаты определения времени до динамического события на основе алгоритма “случайный лес” при регулярном (а) и нерегулярном (б) режиме скольжения.
Пунктирная линия – реальное время до срыва, сплошная – значение, предсказанное моделью. Справа представлено сравнение истинных и предсказанных значений. Прямая линия соответствует точному определению скорости. При регулярном режиме коэффициент детерминации $R^2 = 0.73$ при нерегулярном – $R^2 = 0.22$.

ческого срыва ошибка существенно снижается; наиболее вероятное значение ошибки определения времени динамического события составляет 0.4 с при длительности цикла порядка 30 с. В условиях нерегулярного режима скольжения алгоритм демонстрирует более низкую точность

определения времени до срыва. Коэффициент детерминации $R^2 = 0.20$ и наиболее вероятная ошибка определения времени до динамического события составляет 2.9 с, однако при этом отчетливо наблюдаются сейсмические циклы лабораторного разлома.

Реализованный алгоритм машинного обучения демонстрирует потенциальную возможность определения скорости скольжения и предсказания момента динамического события. Необходимо подчеркнуть, что в проведенных экспериментах обучение алгоритма на относительно коротких временных интервалах позволяет осуществлять успешный прогноз поведения системы в дальнейшем.

ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Выполненные исследования демонстрируют возможность рассмотрения модельного разлома как двухкомпонентной динамической системы. Хотя в проведенных экспериментах отсутствовала возможность визуализировать протекающие на микроуровне процессы самоорганизации, выявленные вариации АЭ согласуются с результатами численных [Hadda et al., 2015; Gao et al., 2019] и лабораторных исследований [Hayman et al., 2011] деформирования слоев зернистого материала. Скольжение модельного разлома контролируется процессами формирования и разрушения в центральной части конгломератов нагруженных частиц так называемых силовых цепочек [Sammis et al., 1987]. Занимая относительно малый объем, данные образования являются естественными границами других, относительно разгруженных, областей.

Единственным источником информации о состоянии локального участка разлома являются упругие колебания, инициированные процессами самоорганизации на микро- и мезоуровне. При этом, возможно, основная доля информации содержится в сейсмическом шуме. Анализ непрерывных записей шума с применением новых методов обработки позволяет использовать информацию, полученную от источников в зоне разлома, физика которых не до конца известна [Ren et al., 2020]. Рассмотрение в лабораторных экспериментах статистических характеристик АЭ позволяет с неплохой точностью практически в режиме реального времени определить текущие параметры скольжения разлома, а также время и магнитуду готовящегося динамического события.

Хранение и высокопроизводительная обработка непрерывных высокочастотных записей сейсмических и/или акустических колебаний требует больших вычислительных мощностей. В этой связи подход, основанный на формировании и анализе каталогов сейсмических событий, выглядит более приемлемым. Однако классический сейсмический каталог, содержащий сведения о времени и магнитуде событий, целесообразно расширять, включая дополнительные параметры, характеризующие динамику косейсмического скольжения. В проведенных экспериментах при анализе нерегулярного режима скольжения особо информативным оказалось использование параметра *RA-value*. Вероятно, *RA-value* характеризует динамику межгранулярного скольжения аналогично тому, как это происходит при разрушении горных пород. В условиях развития процесса разрушения в образце горных пород скорость нарастания амплитуды уменьшается по мере развития трещины. Кроме того, при прогрессирующем разрушении доминирует низкочастотная компонента колебаний [Shiotani et al., 2001]. Вероятно, разрушение силовых цепочек сопровождается импульсами с резким вступлением, в то время как при изменении структурированности относительно разгруженных областей будут излучаться импульсы с большим *RA-value* [Michlmayr, Or, 2014; Gao et al., 2019].

В условиях стохастического процесса формирования динамических событий базовые представления о формировании в центральной зоне разлома двух динамических подсистем – нагруженных конгломератов гранул и относительно разгруженных областей – могут лежать в основе метода пассивного акустического контроля состояния модельного разлома. Выделение в потоке импульсов АЭ проявлений эволюции двух динамических подсистем делает возможным определение времени динамического события не только для регулярного, но и для нерегулярного режима скольжения.

Полученные результаты демонстрируют потенциально высокую эффективность использования методов машинного обучения при решении задач геомеханики разломов. Так, например, привлекательно выглядит возможность применения разрабатываемых подходов для ведения мониторинга опасности возникновения крупных землетрясений, связанных с ведением горных работ. Поскольку непрерывная регистрация сейсмического шума в условиях работающего предприятия малоперспективна, то получение информативных записей возможно лишь в течение коротких технологических перерывов. В этой связи, обученная глубокая нейронная сеть сможет эффективно моделировать многие процессы и предсказывать возможные катастрофические события.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Разработка концепции и проведение экспериментов выполнялись в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования РФ (тема № АААА-А17-117 112350020-9 (Д.В.П., Г.А.Г., К.Г.М)) и проекта РФФИ № 20-55-53031 (Г.Г.К., Д.В.П.). Раз-

работка концепции анализа акустоэмиссионных данных и ее программная реализация выполнялась в рамках проекта РНФ № 20-77-10087 (А.А.О., К.Г.М.).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Веттегрень В.И., Соболев Г.А., Пономарев А.В., Щербаков И.П., Мамалимов Р.И. Наносекундная динамика разрушения поверхностного слоя гетерогенного нанокристаллического тела (песчаника) при трении // Физика твердого тела. 2017. Т. 59. № 5. С. 931–934.

Дамаскинская Е.Е., Гиляров В.Л., Пантелеев И.А., Гафурова Д.Р., Фролов Д.И. Статистические закономерности формирования магистральной трещины в структурно-неоднородном материале при различных условиях деформирования // Физика твердого тела. 2018. Т. 60. № 7. С. 1353–1357.

Кочарян Г.Г. Геомеханика разломов. М.: ГЕОС. 2016. 424 с.

Кочарян Г.Г., Кишкина С.Б., Новиков В.А., Остапчук А.А. Медленные перемещения по разломам: параметры, условия возникновения, перспективы исследований // Геодинамика и тектонофизика. 2014. Т. 5. № 4. С. 863–891.
https://doi.org/10.5800/GT-2014-5-4-0160

Кочарян Г.Г., Кишкина С.Б. Физическая мезомеханика очага землетрясения // Физическая мезомеханика. 2020. Т. 23. № 6. С. 9–24

Кочарян Г.Г., Остапчук А.А. Изменение жесткости разломной зоны в ходе сейсмического цикла // Докл. РАН. 2011. Т. 441. № 3. С. 384–387.

Остапчук А.А., Павлов Д.В., Марков В.К., Крашенинников А.В. Исследование сигналов акустической эмиссии при сдвиговом деформировании трещины // Акустический журн. 2016. Т. 62. № 4. С. 503–512.

Пантелеев И.А. Анализ тензора сейсмического момента акустической эмиссии: микромеханизмы разрушения гранита при трехточечном изгибе // Акустический журн. 2020. Т. 66. № 6. С. 654–668.

Родкин М.В. Типовая фор- и афтершоковая аномалия – эмпирика, интерпретация, применение // Вулканология и сейсмология. 2020. № 1. С. 640–76

Родкин М.В., Рундквист Д.В. Геофлюидогеодинамика. Приложение к сейсмологии, тектонике, процессам рудо- и нефтегенеза. Долгопрудный: издательский дом “Интеллект”. 2017. 288 с.

Смирнов В.Б., Пономарев А.В. Закономерности релаксации сейсмического режима по натурным и лабораторным данным // Физика Земли. 2004. № 10. С. 26–36.

Соболев Г.А., Пономарев А.В. Акустическая эмиссия и стадии подготовки разрушения в лабораторном эксперименте // Вулканология и сейсмология. 1999. № 4–5. С. 50–62.

Соболев Г.А., Пономарев А.В. Физика землетрясений и предвестники. М.: Наука. 2003. 270 с.

Bergen K.J., Johnson P.A., de Hoop M.V., Beroza G.C. Machine learning for data-driven discovery in solid Earth geoscience // Science. 2019. V. 363. eaau0323.
https://doi.org/10.1126/science.aau0323

Brace W.F., Byerlee J.D. Stick-slip as a mechanism for earthquakes // Science. 1966. Volume 153. P. 990–992.

Breiman L. Random Forests // Machine Learning. 2001. V. 45. P. 5–32.
https://doi.org/10.1023/A:1010933404324

Bolton D.C., Shreedharan S., Rivière J., Marone C. Acoustic energy release during the laboratory seismic cycle: Insights on laboratory earthquake precursors and prediction // J. Geophys. Res.: Solid Earth. 2020. V. 125. e2019JB018975.
https://doi.org/10.1029/2019JB018975

Burgmann R. The geophysics, geology and mechanics of slow fault slip // Earth Planet. Sci. Lett. 2018. V. 495. P. 112–134.
https://doi.org/10.1016/j.epsl.2018.04.062

Carpinteri A., Xu J., Lacidogna G., Manuello A. Reliable onset time determination and source location of acoustic emissions in concrete structures // Cem. Concr. Compos. 2012. V. 34. № 4. P. 529–537.

de Arcangelis L., Godano C., Grasso J.R., Lippiello E. Statistical physics approach to earthquake occurrence and forecasting // Phys. Rep. 2016. V. 628. P. 1–91.
https://doi.org/10.1016/j.physrep.2016.03.002

Frank W., Shapiro N.M., Husker A. et al. The evolving interaction of lowfrequency earthquakes during transient slip // Sci. Adv. 2016. V. 2. № 4. e1501616.
https://doi.org/10.1126/sciadv.1501616

Gao K., Guyer R., Rougier E. et al. From stress chains to acoustic emission // Phys. Rev. Lett. 2019. V. 123. 048003.
https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.123.048003

Goebel T.H.W., Schorlemmer D., Becker T.W. et al. Acoustic emissions document stress changes over many seismic cycles in stick-slip experiments // Geophys. Res. Lett. 2013. V. 40. P. 2049–2054.
https://doi.org/10.1002/grl.50507

Hadda N., Nicot F., Wan R., Darve F. Microstructural self-organization in granular materials during failure // C. R. Mec. 2015. V. 343. № 2. P. 143–154.
https://doi.org/10.1016/j.crme.2014.09.009

Hayman N.W., Ducloué L., Foco K.L. et al. Granular controls on periodicity of stick-slip events: kinematics and force-chains in an experimental fault // PAGEOPH. 2011. V. 168. P. 2239.
https://doi.org/10.1007/s00024-011-0269-3

Kocharyan G.G., Ostapchuk A.A., Pavlov D.V. Traces of Laboratory Earthquake Nucleation in the spectrum of ambient noise // Sci. Rep. 2018a. V. 8. P. 10764.
https://doi.org/10.1038/s41598-018-28976-9

Kocharyan G.G., Ostapchuk A.A., Pavlov D.V. Fault Sliding Modes – Governing, Evolution and Transformation. Multiscale Biomechanics and Tribology of Inorganic and Organic Systems / Eds. G.P. Ostermeyer, V.L. Popov, E.V. Shilko, O.S. Vasiljeva. Springer Tracts in Mechanical Engineering. Springer. Cham. 2021.
https://doi.org/10.1007/978-3-030-60124-9_15

Kocharyan G.G., Ostapchuk A.A., Pavlov D.V., Markov V.K. The effects of weak dynamic pulses on the slip dynamics of a laboratory fault // Bull. Seismol. Soc. Am. 2018b. V. 108. № 5B. P. 2983–2992.
https://doi.org/10.1785/0120170363

Leeman J., Saffer D., Scuderi M. et al. Laboratory observations of slow earthquakes and the spectrum of tectonic fault slip modes // Nat. Commun. 2016. V. 7. P. 11104.
https://doi.org/10.1038/ncomms11104

Lei X. How does asperities fracture? An experimental study of unbroken asperities // Earth Planet. Sci. Lett. 2003.

V. 213. P. 347–359.
https://doi.org/10.1016/S0012-821X(03)00328-5

Lherminier S., Planet R., Levy dit Vehel V. et al. Continuously Sheared Granular Matter Reproduces in Detail Seismicity Laws // Phys. Rev. Lett. 2019. V. 122. P. 218501.
https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.122.218501

Maeda N. A method for reading and checking phase times in autoprocessing system of seismic wave data // Zisin = Jishin. 1985. V. 38. P. 365–379.

Marone C. Laboratory-derived friction laws and their application to seismic faulting // Annu. Rev. Earth. Planet. Sci. 1998. V. 26. P. 643–696.
https://doi.org/10.1146/annurev.earth.26.1.643

Michlmayr G., Or D. Mechanisms for acoustic emissions generation during granular shearing // Granular Matter. 2014. V. 16. P. 627–640.
https://doi.org/10.1007/s10035-014-0516-2

Ostapchuk A.A., Morozova K.G. On the mechanism of laboratory earthquake nucleation highlighted by acoustic emission // Sci. Rep. 2020a. V. 10. P. 7245.
https://doi.org/10.1038/s41598-020-64272-1

Ostapchuk A.A., Pavlov D.V., Ruzhich V.V. et al. Seismic-acoustics of a block sliding along a fault // Pure Appl. Geophys. 2020b. V. 117. P. 2641–2651.
https://doi.org/10.1007/s00024-019-02375-1

Ren C.X., Hulbert C., Johnson P.A., Rouet-Leduc B. Machine learning and fault rupture: a review // Adv. Geophys. 2020. V. 61. P. 57–107.
https://doi.org/10.1016/bs.agph.2020.08.003

Sammis C., King G., Biegel R. The kinematics of gouge deformation // PAGEOPH. 1987. V. 125. № 5. P. 777–812.

Scholz C.H. The mechanics of earthquakes and faulting. Cambridge: Cambridge University Press. 2002. 504p.

Shiotani T., Ohtsu M., Ikeda K. Detection and evaluation of AE waves due to rock deformation // Constr. Build. Mater. 2001. V. 15. № 5–6. P. 235–246.
https://doi.org/10.1016/S0950-0618(00)00073-8

Sleeman R., van Eck T. Robust automatic P-phase picking: an on-line implementation in the analysis of broadband seismogram recordings // Phys. Earth Planet. Interiors. 1999. V. 113. P. 265–275.

Sobolev G.A. Seismicity dynamics and earthquake predictability // Nat. Hazards Earth Syst. Sci. 2011. V. 11. P. 445–458.
https://doi.org/10.5194/nhess-11-445-2011

Smirnov V.B., Ponomarev A.V., Stanchits S.A. et al. Laboratory Modeling of Aftershock Sequences: Stress Dependences of the Omori and Gutenberg–Richter Parameters // Izv., Phys. Solid Earth. 2019. V. 55. № 1. P. 124–137.
https://doi.org/10.1134/S1069351319010105

Townend J., Zoback M.D. How faulting keeps the crust strong // Geology. 2000. V. 28. № 5. P. 399–402.

Turcotte D.L. Self-organized criticality // Rep. Prog. Phys. 1999. V. 62. P. 1377.
https://doi.org/10.1088/0034-4885/62/10/201

Veedu D.M., Giorgetti C., Scuderi M. et al. Bifurcations at the stability transition of earthquake faulting // Geophys. Res. Lett. 2020. V. 47. e2020GL087985.
https://doi.org/10.1029/2020GL087985

Wyss M., Habermann R.E. Precursory seismic quiescence // PAGEOPH. 1988. V. 126. P. 2–4.
https://doi.org/10.1007/BF00879001

Dynamic Shear Formation in a Thin Granular Layer

A. A. Ostapchuk[a, b, *], G. G. Kocharyan[a], K. G. Morozova[a], D. V. Pavlov[a], and G. A. Gridin[a, b]

[a] *Sadovsky Institute of Geosphere Dynamics, Russian Academy of Sciences, Moscow, 119334 Russia*
[b] *Moscow Institute of Physics and Technology (State University), Dolgoprudnyi, 141701 Russia*
[c] *Faculty of Geology, Moscow State University, Moscow, 119991 Russia*
**e-mail: ostapchuk.aa@idg.ras.ru*

Granular media determine the dynamics of many natural systems including faults in the Earth's crust. The paper addresses the laboratory study of shearing deformation of a model fault simulated by a layer of granular material located between rock blocks. The model fault is a complex dynamic system characterized by the presence of bifurcations, which may deform with aperiodic alternation of slow and fast slip events. The rock-block sliding is accompanied by the generation of acoustic emission (AE) pulses which are identified based on the Akaike information criterion. The dynamics of the AE rate reflects the evolution of the mechanical properties of the fault. In the flow of the AE pulses, the subsets characterized by the different rise time/amplitude rates (*RA*-values) and different scaling relations are identified. The use of the random forest machine learning algorithm demonstrates the possibility to determine the expected sliding velocity on the fault and the generation time of both the fast and slow dynamic events based on the analysis of acoustic emission catalogs. The emergence of a certain slip mode is predetermined by the self-organization processes that take place in the central fault zone, and the characteristics of the emitted acoustic pulses reflect these processes. The developed approach to the determination of sliding parameters can be promising for the creation of new methods for monitoring the stressed massifs during mining.

Keywords: fault, acoustic emission, machine learning, laboratory experiment

ФИЗИКА ЗЕМЛИ, 2021, № 5, с. 104–119

УДК 550.34

ДИНАМИКА РОСТА ТРЕЩИНЫ ГИДРОРАЗРЫВА ПО ДАННЫМ УЛЬТРАЗВУКОВОГО ПРОСВЕЧИВАНИЯ В ЛАБОРАТОРНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ

© 2021 г. С. Б. Турунтаев[1, 2, *], Е. В. Зенченко[1, **], П. Е. Зенченко[1, *], М. А. Тримонова[1, ****], Н. А. Барышников[1, *****], Е. В. Новикова[1, 2, ******]**

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

[2]Московский физико-технический институт, г. Москва, Россия

**E-mail: s.turuntaev@gmail.com*

***E-mail: zenchevj@gmail.com*

****E-mail: zenpet22@gmail.com*

*****E-mail: trimonova.ma@gmail.com*

******E-mail: nabarysh@gmail.com*

*******E-mail: helenvn97@gmail.com*

Поступила в редакцию 12.03.2021 г.
После доработки 29.03.2021 г.
Принята к публикации 01.04.2021 г.

Данные акустического просвечивания, полученные в лабораторном эксперименте, были использованы для выделения стадий возникновения, роста и заполнения жидкостью трещины гидроразрыва. Лабораторная установка позволяет выполнять эксперименты с пористыми насыщенными образцами искусственных материалов диаметром 430 мм и высотой 70 мм. В качестве модельного материала использовалась смесь гипса с цементом, образец насыщали водным раствором гипса и нагружали вертикальными и двумя горизонтальными независимыми напряжениями. Трещина создавалась закачкой вязкой жидкости с постоянной скоростью через обсаженную скважину в центре образца. Мониторинг гидроразрыва пласта осуществлялся путем регистрации ультразвуковых импульсов, проходящих через образец. Сравнение вариаций амплитуд ультразвуковых импульсов и давления закачки привело к следующим наблюдениям: начало роста трещины гидроразрыва пласта происходит при давлении, меньшем максимального значения; рост трещины происходит быстрее ее заполнения жидкостью; после заполнения трещины жидкостью происходит увеличение раскрытия трещины. Когда закачка прекращается, регистрируется закрытие трещины по мере снижения давления в скважине за счет фильтрации в образец. Показана возможность создания вторичной трещины гидроразрыва в случае изменения ориентации главных сжимающих напряжений при условии, если первичная трещина перпендикулярна оси скважины, а вторичная – параллельна оси.

Ключевые слова: гидроразрыв пласта, геомеханика, фильтрация, флюидодинамика, интенсификация добычи нефти, лабораторный эксперимент.

DOI: 10.31857/S0002333721050215

ВВЕДЕНИЕ

Гидравлический разрыв пласта, осуществляемый путем закачки жидкости в заданный интервал скважины под давлением, превышающим прочность пород и минимальные напряжения, остается основным методом увеличения притока нефти к скважине [Economides, Nolte, 2000]. Несмотря на достаточно большую историю применения этого метода и существование большого количества расчетных пакетов программ, предназначенных для дизайна ГРП (симуляторов ГРП) [Hattori et al., 2017], нефтедобывающие и нефтесервисные компании зачастую сталкиваются с проблемами при проведении гидроразрыва, ряд из которых связан с недостаточной проработанностью физических моделей, заложенных в расчетные программные пакеты. Развитие и усложнение этих моделей требует постановки новых экспериментов в лаборатории, которые позволили бы оценить вклад тех или иных факторов на развитие трещин ГРП.

Существует множество теоретических и экспериментальных исследований возникновения и распространения трещины гидроразрыва [Zoback et al., 1977; Stanchits et al., 2012; Bunger et al., 2013; Baykin, Golovin, 2018; Gladkov, Linkov, 2018; Liu

et al., 2008; Berchenko, Detournay, 1997; Smirnov et al., 2020]. Все известные модели имеют ограничения, оценить которые можно только проводя эксперименты. Эксперименты в реальных условиях, на месторождениях, проводить или невозможно, или очень сложно и дорого. Поэтому требуется проводить эксперименты на образцах реальных пород или на искусственных образцах. Для выполнения требования масштабируемости эксперимента к реальным условиям наиболее эффективным является выбор материала образца и условий эксперимента в соответствии с критериями подобия [De Pater et al., 1994]. Эксперименты на больших (от 0.3 до 1 м) образцах горных пород кубической формы, используемых во многих геомеханических лабораториях, обладают рядом недостатков: сложность и дороговизна подготовки и проведения экспериментов, сохраняющиеся вопросы к масштабируемости результатов, полученных на образцах, хотя и больших, но все равно малых по сравнению с реальными ситуациями, неоднородности поля напряжения из-за кубической формы образцов, сложности получения однородных образцов большого размера и т.д.

Для преодоления ряда экспериментальных проблем в ИДГ РАН была создана уникальная установка, позволяющая проводить эксперименты на образцах искусственного пористого материала, подобранного в соответствии с критериями подобия. Образцы имеют форму дисков диаметром 0.43 м и высотой 0.07 м, установка позволяет нагружать образцы по трем независимым осям, создавать градиенты порового давления, измерять поровое давление жидкости в нескольких точках, регистрировать акустическую эмиссию, прозвучивать образец акустическими импульсами. Результаты экспериментов, проводящихся на этой установке, приведены в публикациях [Зенченко и др., 2019; Trimonova et al., 2017; Turuntaev et al., 2017; Borisov et al., 2020].

В настоящей статье представлены результаты экспериментов по изучению распространения трещины гидроразрыва путем сопоставления изменения давления жидкости, закачиваемой в образец с постоянным расходом, и изменения амплитуд ультразвуковых волн, проходящих через образец в процессе образования трещины. Метод применялся в ряде работ [Groenenboom, Fokkema, 1998; Groenenboom et al., 2001; Stanchits et al., 2012] для изучения как распространения трещины, так и повторного открытия трещины гидроразрыва. Отличием настоящей работы, помимо формы и материала образцов, является проведение повторного гидроразрыва после изменения напряженного состояния, создаваемого в образце.

Полученные экспериментальные результаты могут служить основой для усложнения теоретических моделей, описывающих образование и распространение трещин ГРП, возможности повторного ГРП, использование кривых изменения давления закачки для оценки свойств породного массива и его напряженного состояния в призабойной зоне.

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Эксперименты проводились на установке трехосного нагружения, разработанной в ИДГ РАН и подробно описанной в ряде публикаций [Trimonova et al., 2017; Turuntaev et al., 2017; Зенченко и др., 2019]. Конструктивно установка состоит из двух горизонтальных дисков диаметром 0.75 м, между которыми расположено кольцо высотой 0.07 м с внутренним диаметром 0.43 м. Диски между собой стягиваются шпильками, образуя рабочую камеру диаметром 0.43 м при высоте 0.07 м. В дисках и кольце имеется ряд отверстий, которые могут использоваться для монтажа пьезоэлектрических преобразователей акустической эмиссии, датчиков давления, а также для закачки и откачки жидкостей. В качестве модельного материала использовалась смесь гипса с добавлением портландцемента, которая заливалась в рабочий объем установки при снятом верхнем диске. Затем материал затвердевал и высушивался, формируя образец с пористостью 40–45% и проницаемостью 1–3 мД ($1–3 \times 10^{-15}$ м^2). Вопросы подобия и адекватности используемого модельного материала и параметров эксперимента применительно к гидроразрыву в полевых условиях были рассмотрены в работе [Trimonova et al., 2017; Turuntaev et al., 2017]. Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1.

При сборке установки перед проведением эксперимента поверхность образца накрывалась резиновой мембраной, поверх которой устанавливался верхний диск. Между мембраной и диском сохранялся небольшой зазор толщиной около 2 мм, который был заполнен водой под заданным давлением, создаваемым буферным объемом сжатого азота, что обеспечивало необходимое вертикальное напряжение в образце. Для задания горизонтальных напряжений на внутренней поверхности кольца были смонтированы четыре герметичные камеры из тонкой листовой меди со штуцерами, выведенными наружу. Угловая длина каждой камеры составляла 80°. Штуцеры диаметрально противоположных камер соединялись между собой. Необходимые давления в парных камерах создавались при помощи насоса. Все четыре камеры можно соединить между собой, чтобы создать равнокомпонентное поле горизонтальных напряжений.

При подготовке экспериментов по созданию горизонтальной трещины ГРП перед заливкой образца в центральное отверстие нижнего осно-

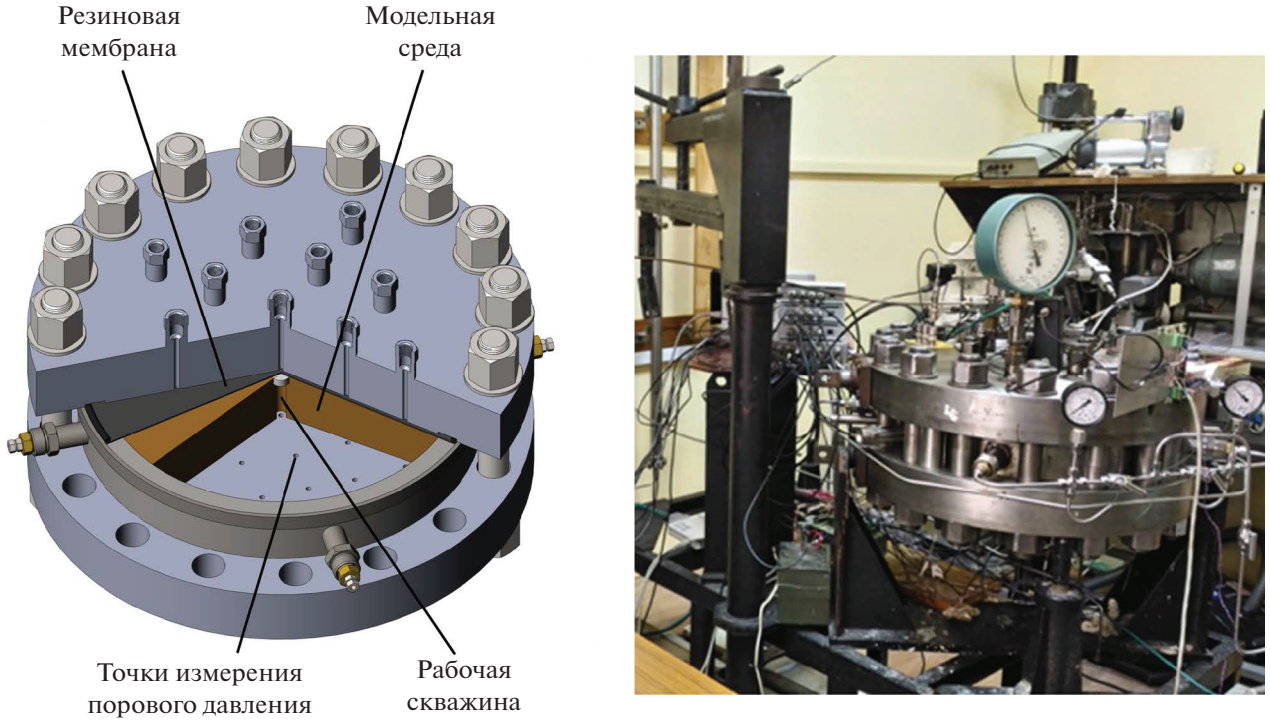


Рис. 1. Схема (слева) и фото (справа) экспериментальной установки.

вания вставлялась латунная трубка диаметром 12 мм с заглушенным концом, имитирующая обсаженную скважину. Трубка содержала затравку из двух слоев латунной сетки с размером ячейки 0.3 мм в виде диска диаметром 25 мм, расположенного на глухом конце трубки на середине высоты образца. Для формирования вспомогательных скважин, расположенных на периферии образца, в нижнем основании устанавливалась вставки из фторопласта, имеющие небольшую конусность, которые после затвердевания гипса вынимались. Образованные отверстия использовались для насыщения порового пространства образца. В качестве порового флюида использовался насыщенный раствор гипса, что предотвращало частичное растворение высушенного образца.

Для создания трещины гидроразрыва в центральную скважину подавалась жидкость (минеральное масло с вязкостью ≈0.1 Па · с) с постоянным расходом ≈0.2 см^3/с. Давление в скважине, а также вертикальное давление и давление в боковых камерах измерялось при помощи преобразователей NAT 8252 производства Trafag AG с нормированным токовым выходом. Сигналы с датчиков давления регистрировались с помощью АЦП E14-440 производства L-Card с частотой дискретизации 100 Гц с записью на жесткий диск персонального компьютера.

Мониторинг трещины гидроразрыва осуществлялся путем регистрации ультразвуковых импульсов, проходящих через образец. Акустические импульсы регистрировались пьезопреобразователями, расположенными в нижнем диске (рис. 2), излучателями служили пьезопреобразователи, расположенные в верхнем диске. Ультразвуковой импульс возбуждался путем подачи на пьезопреобразователи электрического импульса амплитудой ≈200 В. Резонансная частота пьезопреобразователей составляла примерно 250 кГц. Период повторения импульсов составлял 100 или 200 мс. Сигналы с преобразователей подавались на предусилители, после чего регистрировались скоростным АЦП E20-10 производства L-Card с частотой дискретизации 2.5 МГц на канал с непрерывной записью на жесткий диск компьютера.

Процедура проведения экспериментов и обработки экспериментальных данных

После сборки установки с образцом пространство между мембраной и верхним диском заполнялось водой. Для уменьшения влияния трения между нижним диском и образцом вначале проводилось нагружение боковыми камерами, после чего осуществлялось вертикальное нагружение. Регистрация давления запускалась до начала нагружения образца. После завершения нагружения включалась нагнетательная установка. После проведения каждого этапа эксперимента верхний диск и резиновая мембрана снимались и образец фотографировался. Если требовалось провести

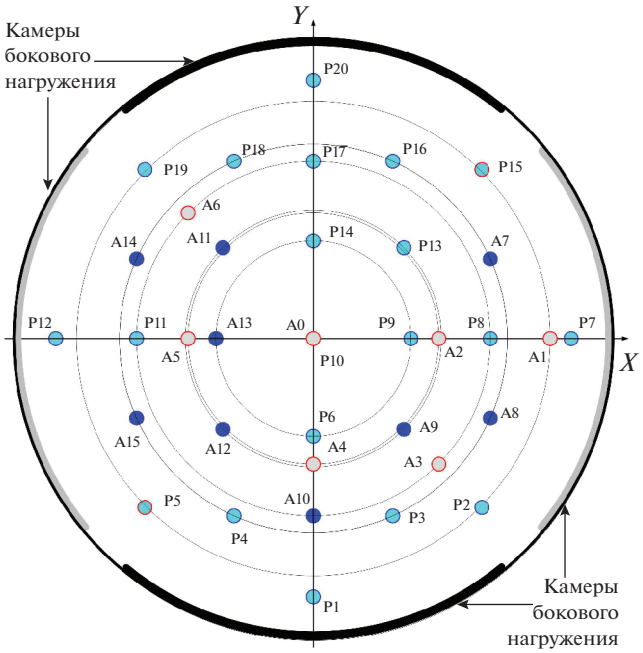


Рис. 2. Схема расположения акустических датчиков и камер бокового нагружения в экспериментальной установке. Светлые кружки *Ax* – пьезопреобразователи в верхнем основании, черные – в нижнем. Кружки *Px* – точки измерения порового давления.

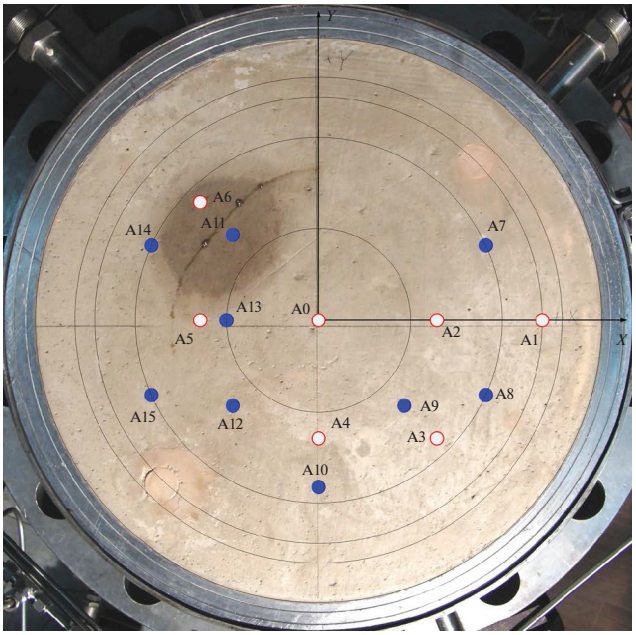


Рис. 3. Фото образца с горизонтальной трещиной после эксперимента. Темные кружки показывают расположение акустических датчиков в нижнем диске, светлые – в верхнем.

следующий этап эксперимента, установка вновь собиралась. После завершения всех этапов эксперимента образец извлекался из установки. При необходимости образец разделяли на части для визуального исследования образовавшихся трещин ГРП.

Для выделения зондирующих ультразвуковых импульсов при активном акустическом мониторинге использовалась периодичность их посылки. С помощью преобразования Гильберта строились огибающие фрагментов записи, содержащих зондирующие импульсы, и находились их максимальные значения.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Эксперимент 1. Создание горизонтальной трещины

Для образования горизонтальной трещины ГРП необходимо, чтобы горизонтальные сжимающие напряжения превышали вертикальное. В описываемом эксперименте вертикальное давление было задано 0.95 МПа. Давление в камерах горизонтального нагружения поддерживалось в диапазоне 1.4–1.6 МПа. На рис. 3 представлена фотография образца после проведения эксперимента. Видно, что образовавшаяся трещина вышла на поверхность в пределах сектора немногим более 90°. Последующее изучение образца показало, что образовавшаяся трещина имеет плоскую горизонтальную часть радиусом приблизительно 10 см, переходящую в коническую поверхность, часть которой доходит до поверхности образца. Схематический разрез трещины и траектории УЗ лучей показаны на рис. 4. Выход трещины на поверхность, видимо, обусловлен различием граничных условий на нижней и верхней плоскостях образца. Аналогичное поведение трещин ГРП наблюдалось в работе [Bunger et al., 2013].

На рис. 5 представлена зависимость давления от времени в центральной скважине, синхрони-

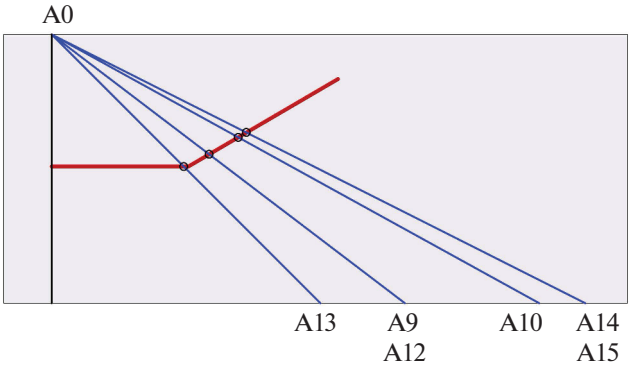


Рис. 4. Схематический разрез трещины и траектории УЗ лучей.

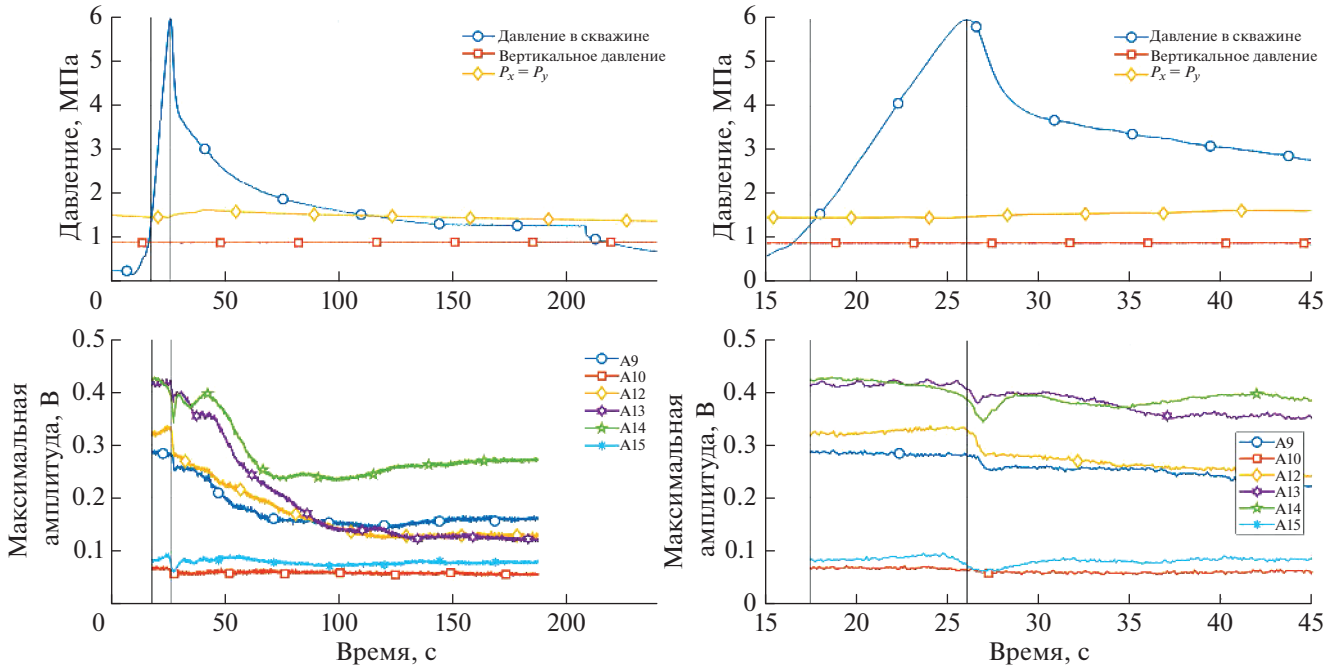


Рис. 5. Слева – полная запись зависимости давления в центральной скважине и синхронных с ней зависимостей изменения амплитуды огибающей ультразвуковых импульсов от времени. Справа – начальный фрагмент этой записи: вертикальной линией обозначен момент времени достижения максимума давления.

зированная с зависимостями амплитуды огибающей ультразвуковых импульсов от времени. Можно отметить, что спад амплитуды ультразвуковых импульсов на приемниках начинается до достижения максимального давления, что свидетельствует о начале роста трещины гидроразрыва при давлении, меньшем максимального. После спада следует подъем амплитуд, который обусловлен выходом фронта жидкости, заполняющей трещину ГРП, на линию “источник–приемник”. В той части трещины, которая не вышла на поверхность, масло практически не достигло этих линий, в результате чего амплитуда не выросла. В отличие от спада, начало роста амплитуды четко локализовано во времени. Учитывая пространственное расположение источника ультразвуковых импульсов, приемников и геометрию трещины, можно оценить скорость распространения фронта жидкости ГРП, которая составила ≈35 мм/с, скорость роста трещины при этом оценивается в 100–130 мм/с.

После подъема амплитуды ультразвуковых импульсов регистрируется значительный спад, который обусловлен, по-видимому, постепенным расширением образовавшейся трещины. На приемниках, расположенных ближе к центральной скважине, этот спад максимальный. Отмечается более чем трехкратное падение амплитуды по сравнению с исходной величиной (до образования трещины).

Эксперимент 1. Создание вертикальной трещины

Во второй части эксперимента исследовалась возможность образования новой вертикальной трещины ГРП из той же скважины. Эта часть эксперимента была проведена в три этапа. После каждого этапа установка открывалась и оценивалась длина образовавшейся трещины. Для получения трещины, расположенной в вертикальной плоскости экспериментальной установки, необходимо, чтобы вертикальное напряжение превышало максимальное горизонтальное. На первом этапе были заданы следующие значения давлений в камерах нагружения:

– вертикальное давление – 6.8 МПа;

– давление в камере по оси X – 3.2 МПа;

– давление в камере по оси Y – 1 МПа.

Существенный контраст горизонтальных напряжений был необходим, чтобы обеспечить рост трещины ГРП в направлении оси X установки. В качестве излучателей и приемников ультразвука использовались следующие пары преобразователей: для излучателя A3 приемниками были A7 и A8, а для излучателя A6 – приемники A12, A13 и A15. Взаимное расположение излучателей и приемников, а также положение трещины гидроразрыва после первого этапа эксперимента показано на рис. 6. На приемнике A8 амплитуда УЗ импульсов практически не менялась, а на приемнике A7 наблюдался незначительный спад. Трасса

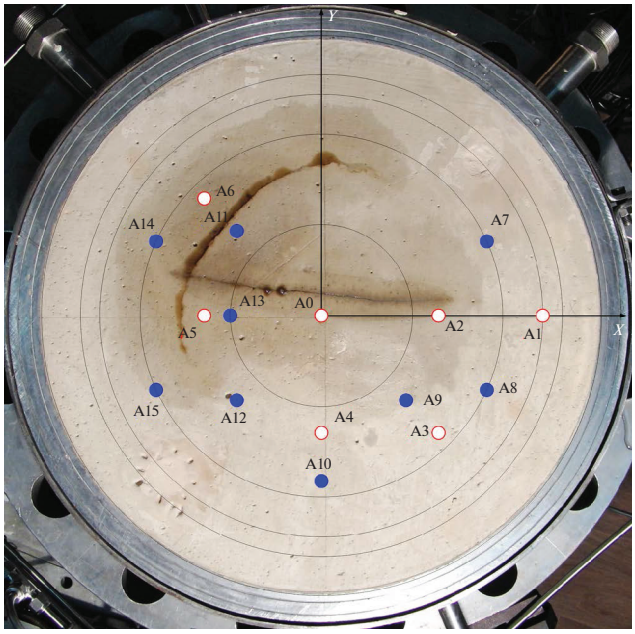


Рис. 6. Фото образца после проведения первого этапа эксперимента по образованию вертикальной трещины ГРП.

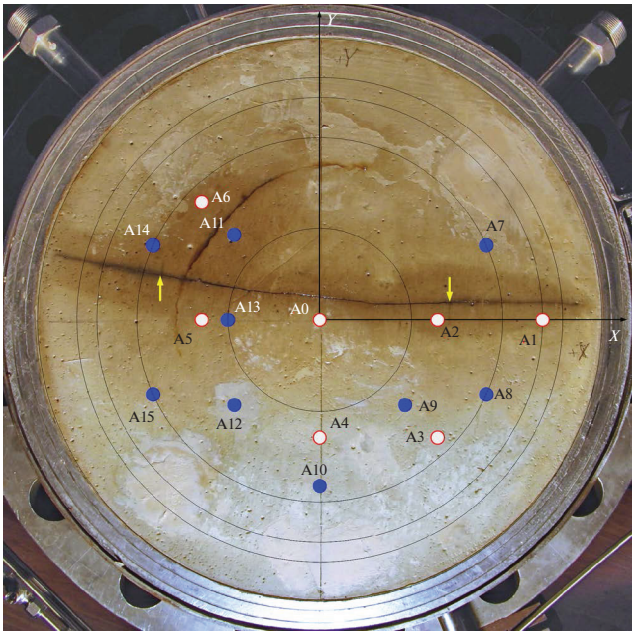


Рис. 7. Фотография образца в экспериментальной установке после проведения этапов 2 и 3 эксперимента по образованию вертикальной трещины ГРП. Стрелками указано положение трещины после первого повторного эксперимента.

A3–A8 находится в стороне от трещины ГРП, а A3–A7 проходит вблизи ее кончика. На трассах A6–A12, A6–A13 и A6–A15 наблюдалось заметное уменьшение амплитуды УЗ импульсов по мере распространения трещины, эти трассы пересекаются трещиной ГРП.

Этапы 2 и 3 эксперимента по образованию вертикальной трещины гидроразрыва были проведены с целью дальнейшего проращивания трещины ГРП, образованной на первом этапе. Эти этапы проведены друг за другом без разборки установки при следующих давлениях:

– вертикальное давление – 5.8–6.8 МПа;

– давление в камере по оси X – 3 МПа;

– давление в камере по оси Y – 0.1 МПа.

В качестве излучателей и приемников ультразвука использовались следующие пары преобразователей: для излучателя A2 приемниками были A7 и A9, а для излучателя A5 – приемники A11 и A14. Фото образца после проведения этапов 2 и 3 представлено на рис. 7. Зависимость давления от времени для обоих этапов показана на рис. 8. Максимальное давление в рабочей скважине на втором этапе составило ≈9 МПа, а на третьем этапе было около 7 МПа.

На рис. 9 представлены начальные участки и полные зависимости от времени давлений на этапе 2 синхронно с зависимостями амплитуд принятых УЗ импульсов. По этим зависимостям с учетом геометрии расположения излучателей и приемников в этом эксперименте можно оценить скорость распространения фронта жидкости по трещине ГРП между трассами A5–A11 и A5–A14 как ≈22 мм/с.

При рассмотрении полных записей следует отметить существенный спад амплитуды УЗ импульсов, особенно отчетливо наблюдающийся на приемнике A7. Этот спад обусловлен, скорее всего, продолжением расширения трещины ГРП по

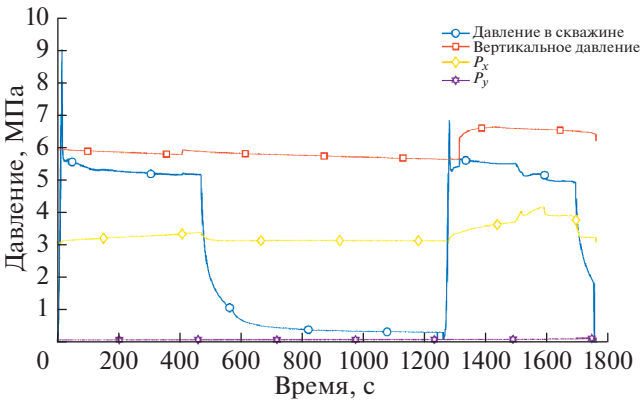


Рис. 8. Зависимость давления в центральной скважине и нагружающих давлений от времени на этапах 2 и 3 эксперимента по образованию вертикальной трещины ГРП.

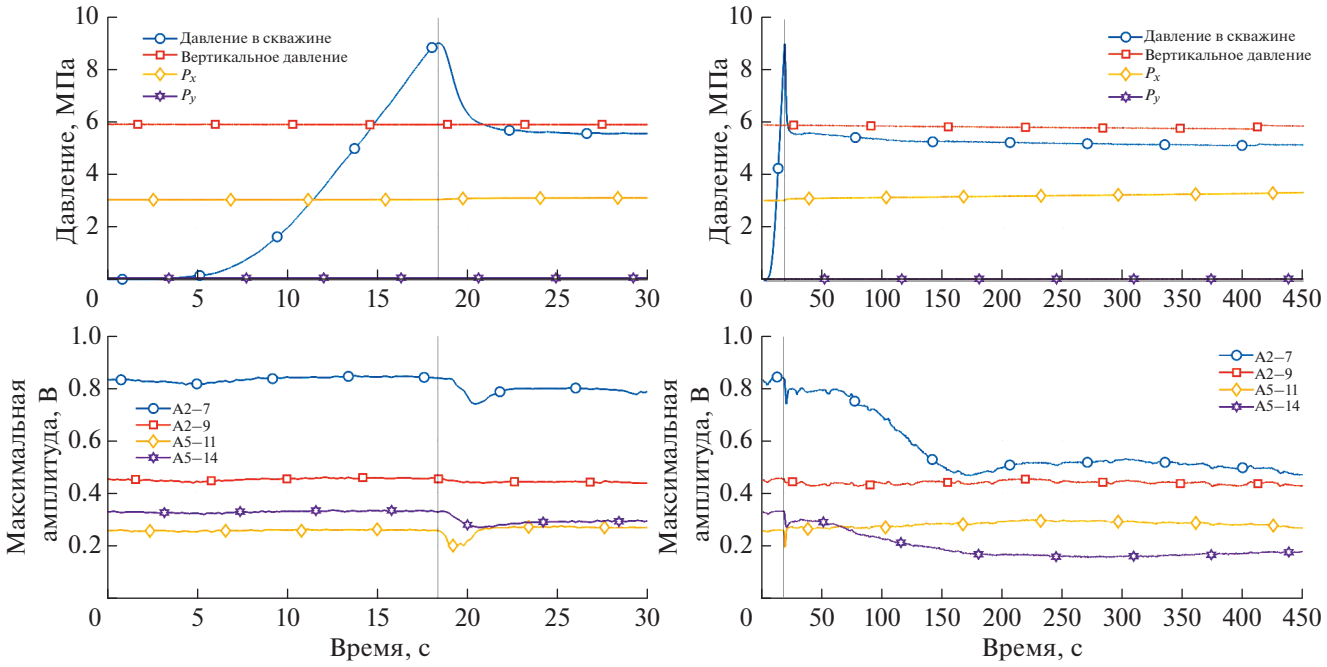


Рис. 9. Начальный участок (слева) и полные записи (справа) зависимостей давления в центральной скважине и нагружающих давлений от времени – верхний график; амплитуды УЗ импульсов для разных приемников – нижний.

мере поступления в нее рабочей жидкости. При остановке нагнетания амплитуда УЗ импульсов снова начинает расти, что свидетельствует о смыкании трещины по мере спада давления в ней.

После проведения всех этапов эксперимента образец был разделен на две части и извлечен из установки. На фотографиях (рис. 10) видно, что трещина вблизи верхней плоскости образца дошла до его краев, в то время как вблизи нижней их не достигла. Это обусловлено влиянием трения между нижним основанием установки и поверхностью образца. Также на нижнем фото хорошо видна первичная трещина ГРП, особенно ее часть, выходящая на свободную поверхность. Именно в соответствии с этим фото на рис. 4 показано схематическое положение трещины.

Эксперимент 2

Учитывая результаты проведения первого эксперимента, в постановку второго эксперимента были внесены изменения. Для создания близких граничных условий на верхней и нижней плоскостях образца, на поверхность нижнего основания был нанесен тонкий (0.5–1 мм) слой силиконового компаунда. В этом эксперименте, как и в предыдущем, наряду с изучением динамики роста трещины ГРП проводилось исследование возможности получения новой трещины при повторном ГРП в измененном напряженном состоянии. Эксперимент проводился в несколько этапов. На этапах 1 и 2 была образована первичная горизонтальная трещина. Давления в боковых камерах превышали вертикальное. На этапе 3 вертикальное давление было задано бóльшим, чем горизонтальные. После третьего этапа было проведено две серии экспериментов ($3a1$–$3a5$ и $3b1$–$3b3$), в которых сразу после достижения максимального давления в рабочей скважине выключалась подача масла в рабочую скважину. Наконец, целью четвертого и пятого этапов эксперимента было увеличение длины вертикальной трещины. Параметры проведения всех экспериментов приведены в таблице.

Этап 1

Для акустического мониторинга трещины ГРП на этом этапе использовался излучатель A0 и две группы приемников A9, A10, A12 и A13, A14, A15, подключенные к двум разным АЦП. Конфигурация расположения пьезопреобразователей показана на рис. 15. На рис. 11 представлены зависимости давления в рабочей скважине и синхронизированные с ней зависимости амплитуды принятых УЗ импульсов. После проведения первого этапа экспериментальная установка была открыта, каких-либо изменений на поверхности образца обнаружено не было.

Этап 2

На этапе 2 была изменена схема подключения излучателей и приемников ультразвука. В паре с

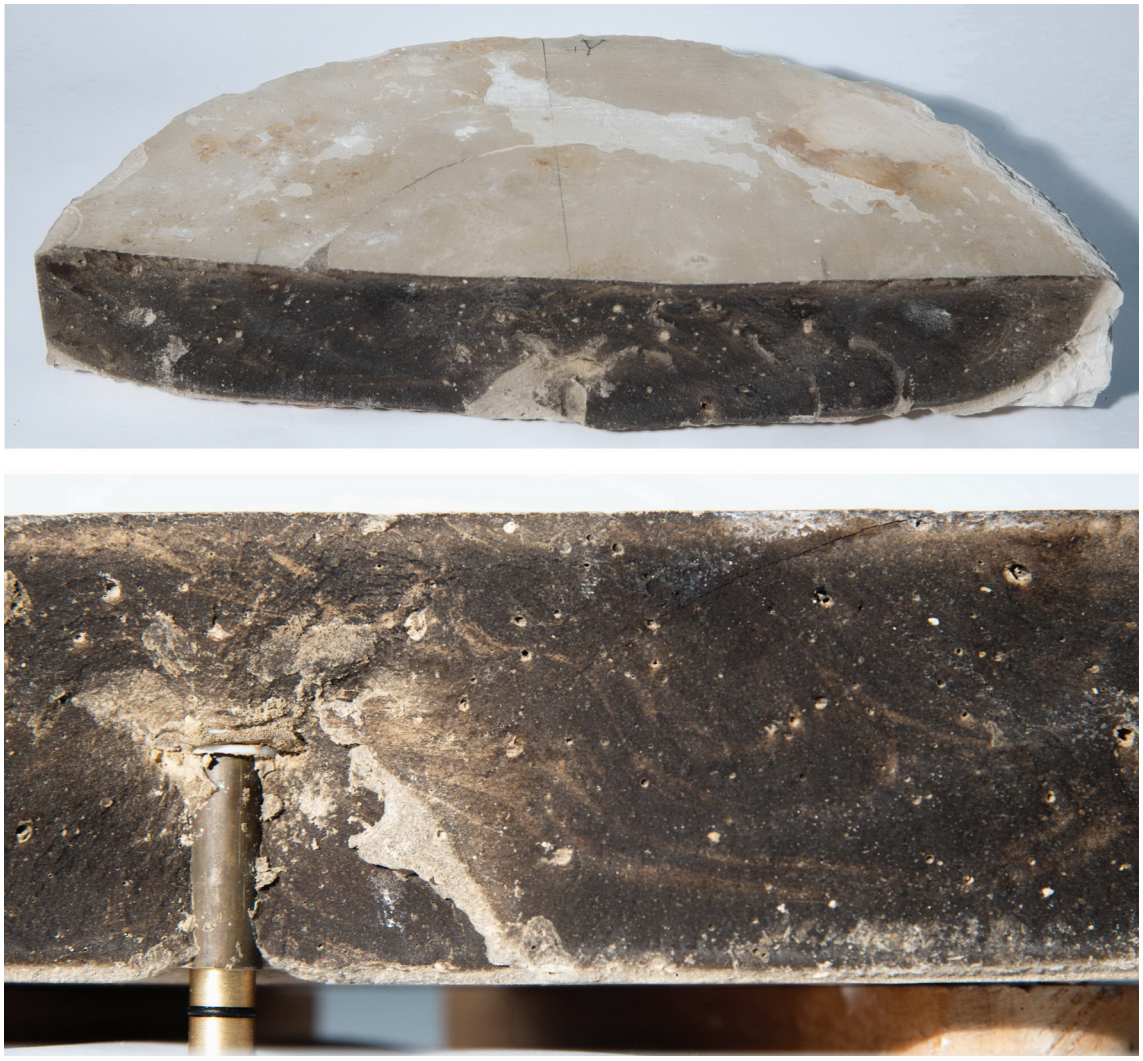


Рис. 10. Образец, разделенный по трещине ГРП, после проведения *эксперимента 1.*

излучателем A0 использовались приемники A8, A13, A14 и A15, а совместно с излучателем A9 – приемники A2, A3 и A4. Расширение зоны зондирования было проведено в предположении дальнейшего распространения трещины ГРП на этом этапе. Зависимости давления в рабочей скважине и синхронные с ней зависимости амплитуды принятых УЗ импульсов для излучателей A0 и A9 представлены на рис. 12. Изменение амплитуды УЗ импульсов происходит раньше по отношению к моменту времени достижения максимума давления в рабочей скважине, чем это наблюдалось на первом этапе. Это может говорить о том, что уже имеющаяся трещина начинает расширяться раньше, чем продолжится ее дальнейший рост, отмечаемый по максимальному давлению. На графиках амплитуды УЗ импульсов для излучателя A9 величина амплитуды не изменяется на протяжении всего эксперимента, что говорит о том, что трещина не пересекла соответствующие трассы излучатель–приемник. После проведения второго этапа эксперимента внешних изменений образца также не произошло.

Этапы 3–5

Целью этапа 3 было исследование возможности создания вертикальной трещины ГРП (вдоль скважины) при изменении напряженно-деформированного состояния коллектора. Параметры проведения эксперимента на этапе 3 следующие:

– вертикальное давление – 3.1 МПа;

– давление в камере по оси X – 1.15 МПа;

– давление в камере по оси Y – 0.5 МПа.

На рис. 13 приведены зависимости давления в центральной скважине и нагружающих давлений от времени. Величина максимального давления составила 7.7 МПа. На третьем этапе трещина

Таблица 1

№ этапа	Давление в камере *X*, МПа	Давление в камере *Y*, МПа	Вертикальное давление, МПа	Давление гидроразрыва, МПа
1	2.0	2.0	1.0	6.6
2	2.0	2.0	1.0	5.0
3	1.15	0.5	3.1	7.7
3*a*1	0.53	0.53	1.5	4.4
3*a*2	0.52	0.52	1.5	3.7
3*a*3	0.52	0.52	1.5	3.4
3*a*4	0.52	0.52	1.5	3.2
3*a*5	0.52	0.52	1.5	3.0
3*b*1	0.54	0.54	2.0	3. 5
3*b*2	0.54	0.54	2.0	3.3
3*b*3	0.54	0.54	2.0	3.2
4	2.0	1.0	4.4	7.6
5.1	1.5	0.5	4.5	7.0
5.2	1.5	0.5	4.4	6.0
5.3	1.5	0.5	4.4	5.6

ГРП не пересекла предполагаемые трассы “излучатель–приемник” и не оказала влияния на прохождение ультразвукового сигнала по этим трассам. После проведения третьего этапа эксперимента экспериментальная установка была открыта. Внешних изменений образца замечено не было.

После этапа 3 было проведено две серии экспериментов, в которых сразу после достижения максимального давления в рабочей скважине выключалась подача масла в рабочую скважину. Параметры проведения этих серий приведены в табл. 1 под №№ 3*a*1–3*a*5 и 3*b*1–3*b*3, зависимости давления в скважине и изменения амплитуд УЗ импульсов приведены на рис. 14. Можно отметить снижение давления гидроразрыва в каждом последующем эксперименте в серии. С увеличением вертикального давления с 1.5 до 2.0 МПа давление гидроразрыва снова возрастает и затем вновь последовательно снижается. Спад амплитуды УЗ сигналов начинается заметно раньше момента достижения максимального давления уже в эксперименте этапа 3*a*1. На трассах A0–A9 этот спад четко выражен для всех экспериментов серий при различных вертикальных давлениях и при этом практически не сдвигается относительно максимума давления. На трассе A0–A13 выраженное начало изменения амплитуды наблюдается в первых трех экспериментах при вертикальном давлении 1.5 МПа с тенденцией более раннего начала для последующих экспериментов. Во всех остальных экспериментах на этой трассе наблюдается плавное уменьшение амплитуды УЗ сигналов с такой же тенденцией начала спада максимальной амплитуды при меньшем давлении в скважине. Для трассы A0–A12 во всех экспериментах обеих серий выраженного начала спада максимальной амплитуды не наблюдается, а происходит плавное уменьшение амплитуды. Вместе с тем, для трасс A0–A12 и A0–A13 в большинстве

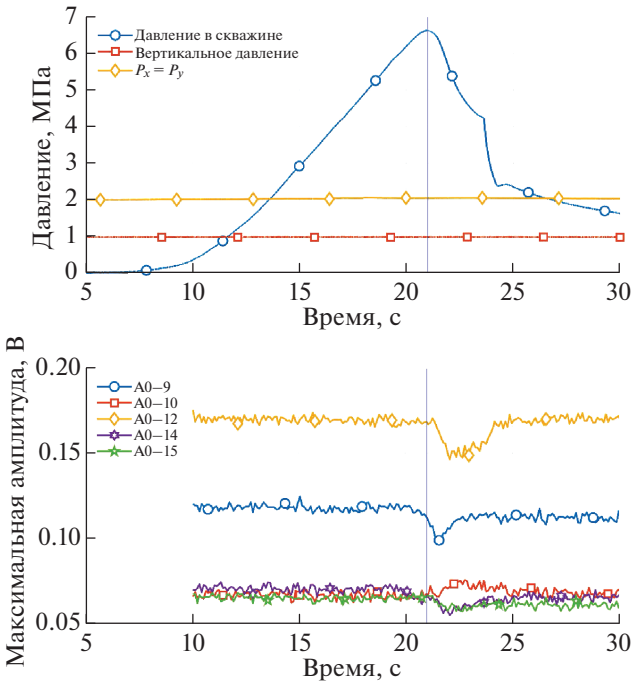


Рис. 11. *Эксперимент 2*, этап 1. Зависимости давления в центральной скважине и нагружающих давлений – верхний график; амплитуды УЗ импульсов на разных приемниках – нижний.

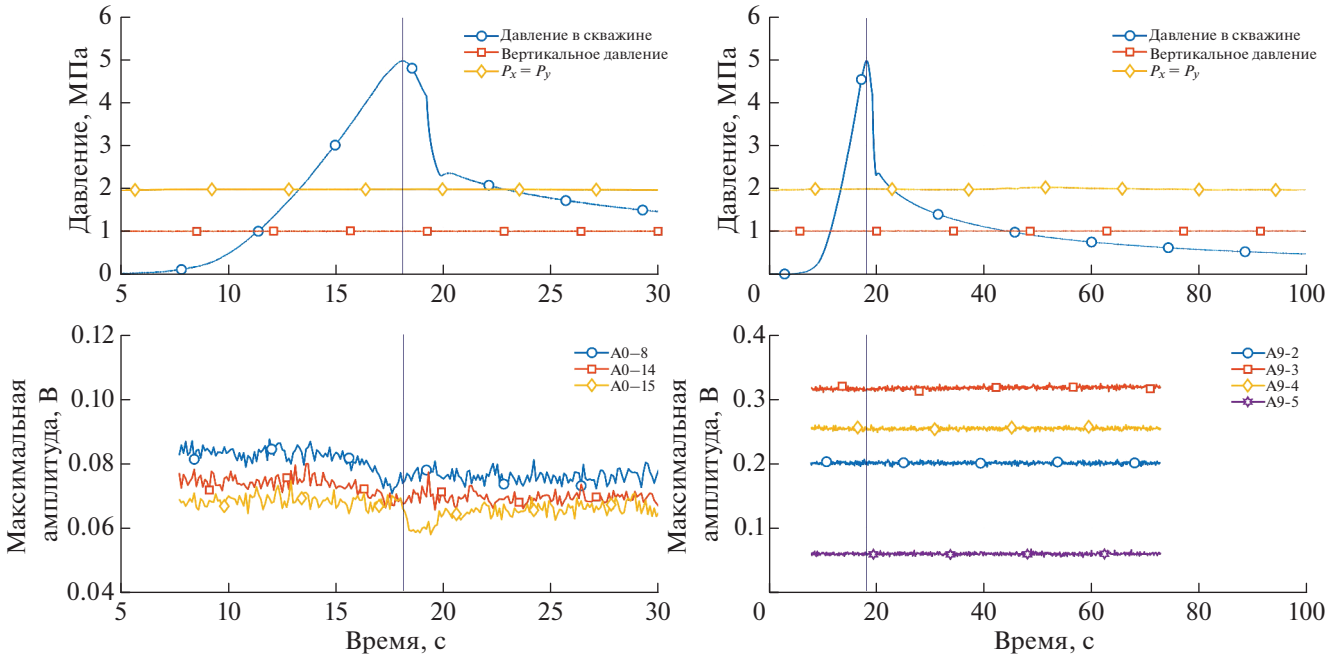


Рис. 12. *Эксперимент 2*, этап 2. Зависимости давления в центральной скважине и нагружающих давлений – верхние графики; амплитуды УЗ импульсов на разных приемниках для излучателя A0 (слева) и излучателя A9 (справа) – нижние графики.

экспериментов на зависимостях максимальной амплитуды от времени в момент достижения максимального давления наблюдается небольшой излом. Следует обратить внимание на поведение максимальной амплитуды для трассы A0–A11, которая практически перестает реагировать на изменение давления в скважине, начиная с четвертого эксперимента первой серии с вертикальным давлением 1.5 МПа.

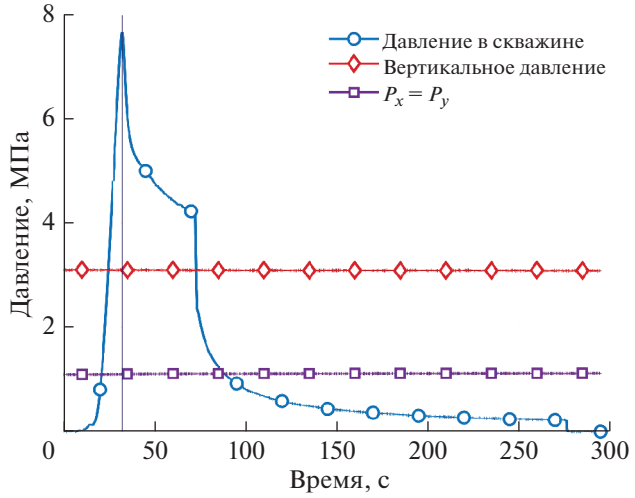


Рис. 13. *Эксперимент 2*, этап 3. Зависимости давления в центральной скважине и нагружающих давлений от времени.

После остановки закачки в скважину амплитуда принятых УЗ импульсов начинает увеличиваться, причем восстановление амплитуды имеет в большинстве случаев ярко выраженное начало, совпадающее с началом спада давления в скважине. Для трасс A0–A9 и A0–A13 изменение максимальной амплитуды слабо меняется от эксперимента к эксперименту. В отличие от этого, изменение амплитуды на трассе A0–A12 заметно увеличивается в следующих друг за другом экспериментах. Этот рост наиболее заметен, начиная с четвертого эксперимента первой серии. Такое поведение максимальной амплитуды принятого УЗ сигнала может свидетельствовать об образовании и дальнейшем росте и расширении вертикальной трещины ГРП, пересекающей трассу A0–A12, что приводит к ослаблению проходящего через нее УЗ импульса. По этой же причине преимущественный рост новой вертикальной трещины приводит к перераспределению потока жидкости, поступающей из скважины, и ослаблению питания первоначальной горизонтальной трещины в направлении A0–A11 и невозможности ее дальнейшего раскрытия и роста.

После проведения этих серий экспериментальная установка была открыта и было обнаружено, что на поверхность образца вышла трещина. Внешний вид образца после проведения этих этапов эксперимента показан на фото рис. 15.

Этапы 4 и 5 были выполнены с целью прорастить образовавшуюся трещину. Фото образца по-

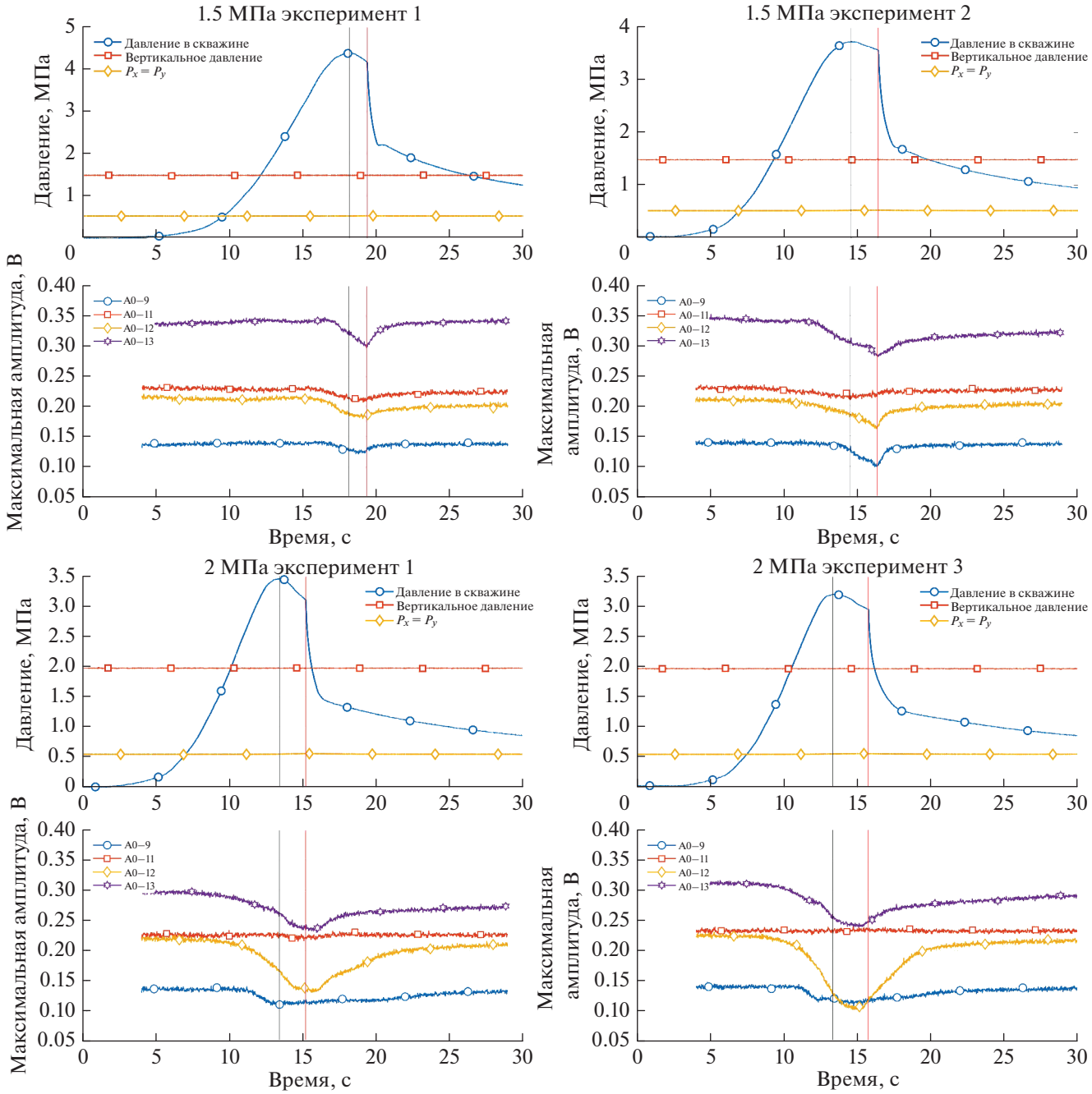


Рис. 14. *Эксперимент 2*, этапы 3*a*1–3*b*3. Зависимости давления в центральной скважине и нагружающих напряжений – верхние графики; амплитуды УЗ импульсов на разных приемниках для экспериментов 3*a*1, 3*a*2, 3*b*1, 3*b*3 – нижние графики.

сле проведения этих этапов приведено на рис. 16. На фотографии образца видно, что трещина, образовавшаяся после дополнительных экспериментов третьего этапа, удлинилась лишь незначительно. Наряду с ней, из центральной области образца проросла новая трещина, общая длина которой вдвое превышает длину первой вертикальной трещины. При этом на фотографии нижней плоскости образца на рис. 16 видна только трещина, образовавшаяся после проведения 4 и 5 этапов эксперимента. Также хорошо заметна область проникновения масла из трещины в окружающий массив.

После того как образец был извлечен из экспериментальной установки, он был разделен по трещине на две части. Фото одной из частей образца приведено на рис. 17. В дальнейшем каждая часть образца также была разделена на две части, так

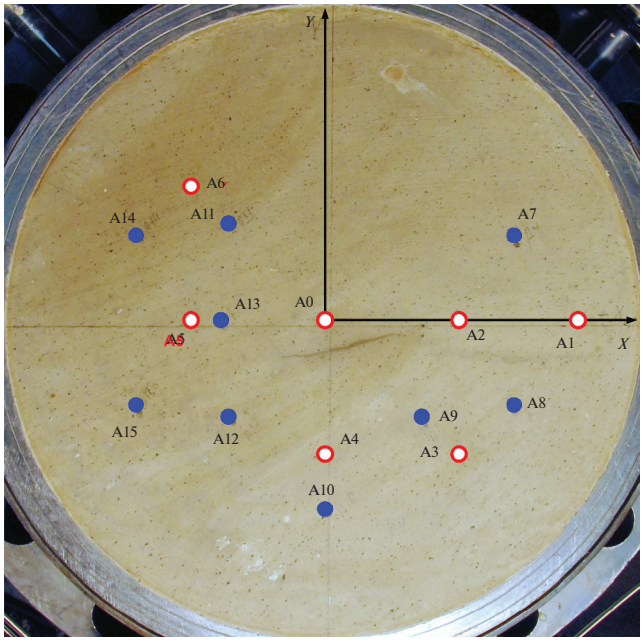


Рис. 15. Фото верхней плоскости образца после проведения этапов 1, 2 и 3.

что получилось четыре примерно равных сектора. На границах разломов можно проследить траектории распространения горизонтальной трещины ГРП в направлениях *X* и *Y*. Фотографии плоскостей разломов приведены на рис. 18.

На каждом разломе можно обнаружить первичную субгоризонтальную трещину ГРП. В направлении *X* ее полудлину можно оценить как 40–50 мм, в направлении *Y* ее полудлина составляет 18 мм. Для локации первичной трещины ГРП было проведено дополнительное ультразвуковое просвечивание всех четырех фрагментов образца и построены контуры равных амплитуд УЗ сигнала, которые изображены на рис. 19 с наложением на фото образца. Размеры области с уровнем сигнала 0.2, после которого начинается быстрый рост амплитуды, равны примерно 55 мм по оси *Y* и 140 мм по оси *X*, что близко к измеренному размеру трещины по оси *Y* плюс диаметр центральной трубки с затравкой (15 мм), но заметно превышает видимый размер трещины в направлении оси *X*. Если учесть параметры проведения эксперимента на этапе 3, то можно сделать вывод, что мог произойти поворот плоскости трещины, причем контраст напряжений в горизонтальной плоскости способствовал росту трещины в направлении оси *X*.

ОБСУЖДЕНИЕ

Использование методов акустического просвечивания трещины гидроразрыва в лабораторных экспериментах позволило выявить важные особенности ее распространения. В эксперименте по образованию горизонтальной трещины гидроразрыва (перпендикулярной оси скважины) было подтверждено наличие сухого носика трещины и оценено среднее значение скорости

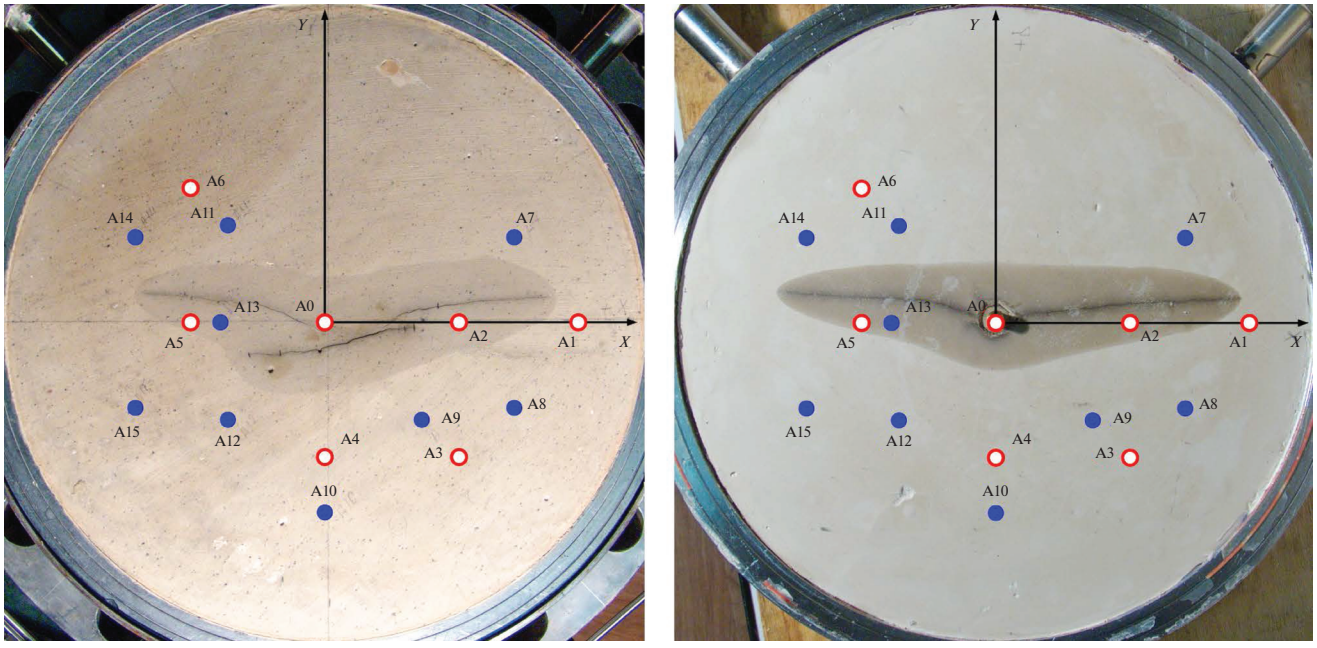


Рис. 16. Фото верхней (слева) и нижней (справа) плоскостей образца после проведения этапов 4 и 5. Фото справа зеркально отражено относительно горизонтальной оси, чтобы совпадали контуры трещин в верней и нижней плоскостях.



Рис. 17. Образец после проведения *эксперимента 2*, разделенный по трещине ГРП. Ориентация образца сохранена.

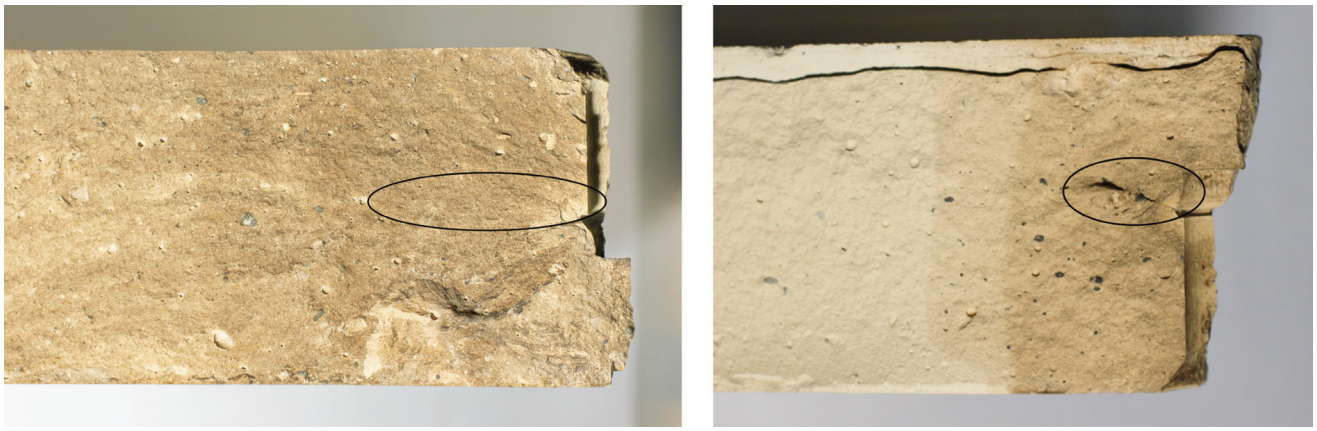


Рис. 18. Разлом образца в плоскости *X*, образованный вертикальной трещиной ГРП (слева), и в плоскости *Y*, образованный раскалыванием (справа). Эллипсами указана область, в которой расположена субгоризонтальная трещина первичного ГРП.

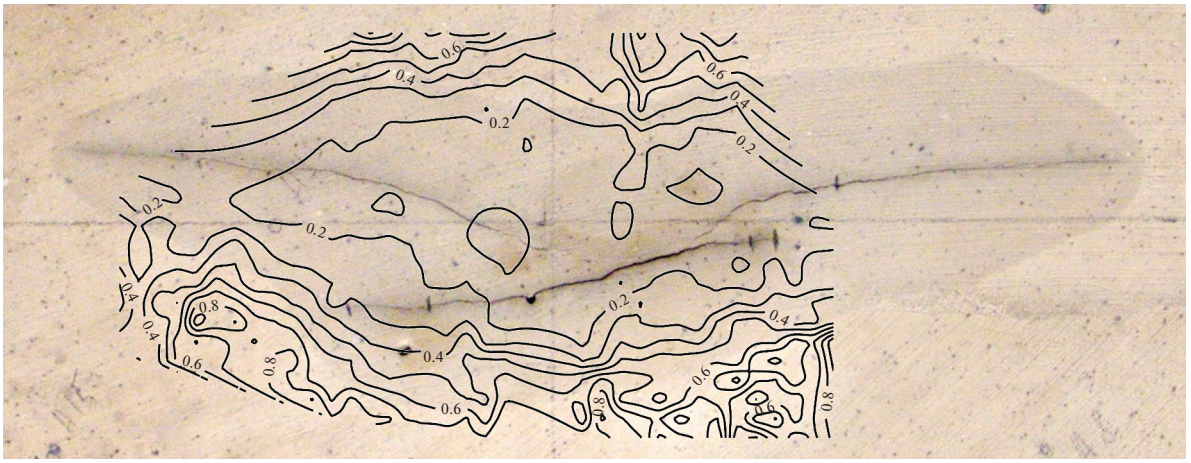


Рис. 19. Фрагмент верхней плоскости образца размером 110 × 50 мм с наложением контуров равной амплитуды УЗ сигнала. Большее значение амплитуды соответствует меньшему ослаблению сигнала.

фронта жидкости в трещине ГРП. Величина этой скорости (22–35 мм/с) сопоставима со средней скоростью распространения фронта жидкости, непосредственно измеренной в эксперименте по образованию горизонтальной трещины гидроразрыва в образце диаметром 110 мм, описанном в работе [Зенченко и др., 2019], и составившей 70 мм/с. Отклонение горизонтальной трещины ГРП в сторону свободной поверхности, обусловленное различием граничных условий на плоских поверхностях образца, является недостатком первого из описанных экспериментов, при том, что в пробном эксперименте, проведенном в цитируемой выше работе, где обе плоские поверхности цилиндрического образца были свободными, такого отклонения не наблюдалось. Изменение условий проведения экспериментов (добавление упругого слоя на нижней стороне образца) позволило получить горизонтальную трещину, не выходящую на поверхность.

Результаты выполненных экспериментов подтвердили данные работы [Stanchits et al., 2015] о том, что образование трещины гидроразрыва начинается раньше, чем давление в скважине достигнет максимума. По мере распространения трещины формируется ее сухой кончик, расход жидкости через трещину на этом этапе меньше, чем задаваемый поток жидкости закачки. По мере расширения трещины (что проявляется в снижении амплитуды проходящих импульсов УЗ) поток жидкости в трещину возрастает и начинает превышать расход закачки; это, вместе с упругим расширением жидкости, приводит к падению давления. Продвижение фронта жидкости в трещине проявляется в росте амплитуд импульсов УЗ, однако продолжающееся расширение трещины через некоторое время вновь приводит к снижению амплитуды проходящих импульсов. После остановки закачки трещина начинает смыкаться, что увеличивает амплитуду импульсов.

Проведенные эксперименты подтвердили возможность образования новой трещины, ориентированной вертикально (вдоль скважины), при наличии первоначальной горизонтальной трещины и проведении повторного ГРП в той же скважине. Вторичная трещина была создана только в результате изменения напряженного состояния модели коллектора. Следует отметить отсутствие каких-либо других специальных мер, таких как затравки, перфорация скважины, направленных на стимулирование образования новой трещины в заданном направлении (как это было сделано, например, в работе [Liu et al., 2008]).

Серия повторных экспериментов с увеличением компоненты напряжений, перпендикулярной плоскости первичной трещины, показала перераспределение потоков жидкости при образовании вторичной трещины, что проявилось в изменении вариаций амплитуд зондирующих УЗ импульсов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Выполнена серия лабораторных экспериментов на пористых материалах по изучению закономерностей возникновения и распространения трещин гидроразрыва пласта с одновременной регистрацией изменений давления жидкости в нагнетательной скважине и амплитуд проходящих упругих волн. Найдено, что образование трещин ГРП можно разделить на этапы: возникновение сухой трещины, заполнение трещины жидкостью, раскрытие трещины, рост трещины с практически постоянной апертурой, закрытие трещины при прекращении закачки. Получено, что возникновение трещины происходит раньше, чем давление закачки достигает своего максимума. Использование метода ультразвукового просвечивания позволило экспериментально оценить скорости распространения трещины ГРП (100–130 мм/с) и продвижения фронта жидкости в ней (22–35 мм/с), сопоставимые с результатами непосредственных измерений этих величин в специальных экспериментах. Давление раскрытия и закрытия трещины в первом приближении линейно зависят от минимального главного напряжения. Изменение напряженно-деформированного состояния среды при повторном ГРП позволило получить вторичную трещину, ориентированную по направлению максимального горизонтального сжимающего напряжения и расположенную вдоль скважины при условии, что первичная трещина была расположена перпендикулярно скважине.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследования проводились в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования РФ (тема АААА-А17-117112350011-7).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Зенченко Е.В., Зенченко П.Е., Лукина А.А., Турунтаев С.Б. Исследование динамики распространения и раскрытия трещин гидроразрыва в лабораторном эксперименте акустическими методами. Динамические процессы в геосферах. Выпуск 11. Сб. научных трудов ИДГ РАН. М.: Графитекс. 2019. С. 26–34. https://doi.org/10.26006/IDG.2019.11.38613

Зенченко Е.В., Тримонова М.А., Турунтаев С.Б. Лабораторное моделирование гидроразрыва пласта и сопутствующих процессов // Нефтяное хозяйство. 2019. Октябрь. С. 68–71. https://doi.org/10.24887/0028-2448-2019-10-68-71

Baykin A.N., Golovin S.V. Application of the Fully Coupled Planar 3D Poroelastic Hydraulic Fracturing Model to the Analysis of the Permeability Contrast Impact on Fracture

Propagation // Rock Mechanics and Rock Engineering. 2018. V. 51. P. 3205–3217
https://doi.org/10.1007/s00603-018-1575-1

Berchenko I., Detournay E. Deviation of hydraulic fractures through poroelastic stress changes induced by injection and pumping // J. Rock Mechanics and Mining Sciences. 1997. V. 34. № 6. P. 1009–1019.

Borisov V.E., Zenchenko E.V., Kritsky B.V., Savenkov E.B., Trimonova M.A., Turuntaev S.B. Numerical simulation of laboratory experiments on the analysis of filtration flows in poroelastic media // Herald of the Bauman Moscow State Technical University, Series Natural Sciences. 2020. V. 88. P. 16–31.
https://doi.org/10.18698/1812-3368-2020-1-16-31

Bunger A.P., Gordeliy E., Detournay E. Comparison between laboratory experiments and coupled simulations of saucer-shaped hydraulic fractures in homogeneous brittle-elastic solids // J. Mechanics and Physics of Solids. 2013. V. 61. P. 1636–1654.

De Pater C.J., Cleary M.P., Quinn T.S., Barr D.T., Johnson D.E., Weijers L. Experimental Verification of Dimensional Analysis for Hydraulic Fracturing // SPE Production & Facilities. 1994. November. P. 230–238.
https://doi.org/10.2118/24994-PA

Economides M.J., Nolte K.G. Reservoir stimulations. N.Y.: Wiley. 2000. 750 p.

Gladkov I.O., Linkov A.M. Solution of Plane Hydrofracture Problem with Stress Contrast // J. Applied Mechanics and Technical Physics. 2018. V. 59. P. 341–351.
https://doi.org/10.1134/S0021894418020189

Groenenboom J., van Dam D.B, de Pater C.J. Time-Lapse Ultrasonic Measurements of Laboratory Hydraulic-Fracture Growth: Tip Behavior and Width Profile // SPE J. 2001. March. P. 14–24.

Groenenboom J., Fokkema J.T. Monitoring the width of hydraulic fractures // Geophysics. 1998. V. 63. № 1. P. 139–140.

Hattori, G., Trevelyan, J., Augarde, C.E., Coombs W.M., Aplin A.C. Numerical Simulation of Fracking in Shale Rocks: Current State and Future Approaches // Arch. Computat. Methods Eng. 2017. V. 24. P. 281–317.
https://doi.org/10.1007/s11831-016-9169-0

Liu H., Lan Z., Zhang G., Hou F., He X., Liu X. Evaluation of refracture reorientation in both laboratory and field scales // SPE. 2008. V.1.
https://doi.org/10.2118/112445-MS

Smirnov V.B., Ponomarev A.V., Isaeva A.V., Bondarenko N.B., Patonin A.V., Kaznacheev P.A., Stroganova S.M., Potanina M.G., R Chadha K., Arora K. Fluid Initiation of Fracture in Dry and Water Saturated Rocks // Izv., Phys. Solid Earth. 2020. V. 56. № 6. P. 808–826.

Stanchits S., Surdi A., Edelman E., Suarez-Rivera R. Acoustic Emission and Ultrasonic Transmission Monitoring of Hydraulic Fracture Initiation and Growth in Rock Samples. 30th European Conference on Acoustic Emission Testing & 7th International Conference on Acoustic Emission. University of Granada. 12–15 September, 2012.

Stanchits S., Burghardt J., Surdi A. Hydraulic Fracturing of Heterogeneous Rock Monitored by Acoustic Emission // Rock Mechanics and Rock Engineering. 2015. V. 48. P. 2513–2527.
https://doi.org/10.1007/s00603-015-0848-1

Trimonova M., Baryshnikov N., Zenchenko E., Zenchenko P., Turuntaev S. The Study of the Unstable Fracture Propagation in the Injection Well: Numerical and Laboratory Modeling // SPE-187822-MS. 2017.
https://doi.org/10.2118/187822-MS

Turuntaev S.B., Zenchenko E.V., Zenchenko P.E., Triminova M.A., Baryshnikov N.A., Aigozhieva A.K. An influence of pore pressure gradient on hydraulic fracture propagation. In: 9th Australasian Congress on Applied Mechanics (ACAM9). Sydney: Engineers Australia. 2017. P. 712–723.

Zoback M., Rummel F., Jung R., Raleigh C. Laboratory hydraulic fracturing experiments in intact and pre-fractured rock // Int. J. Rock. Mech. Min. Sci. Geomech. Abstr. 1977. V. 14. P. 49–58.

Hydraulic Fracture Growth Dynamics from Ultrasonic Probing in Laboratory Experiments

S. B. Turuntaev[a, b, *], E. V. Zenchenko[a, **], P. E. Zenchenko[a, *], M. A. Trimonova[a, ****], N. A. Baryshnikov[a, *****], and E. V. Novikova[a, b, ******]**

[a] *Sadovsky Institute of Geosphere Dynamics, Russian Academy of Sciences, Moscow, 119334 Russia*
[b] *Moscow Institute of Physics and Technology (State University), Dolgoprudnyi, 141701 Russia*
**e-mail: s.turuntaev@gmail.com*
***e-mail: zenchevj@gmail.com*
****e-mail: zenpet22@gmail.com*
*****e-mail: trimonova.ma@gmail.com*
******e-mail: nabarysh@gmail.com*
*******e-mail: helenvn97@gmail.com*

Acoustic probing data obtained in the laboratory experiment are used to identify the stages of nucleation, growth, and filling of a hydraulic fracture with a frack fluid. The laboratory setup is suitable for performing experiments with porous saturated samples of artificial materials with a diameter of 430 mm and a height of 70 mm. The model material was a mixture of gypsum and cement; the sample was saturated with water solution of gypsum and loaded by vertical and two horizontal independent stresses. The fracture was created by the injection of a viscous fluid at a constant rate through a cased hole in the center of the sample. Hydraulic

fracturing was monitored by recording ultrasonic pulses passing through the sample. The comparison of amplitude variations of ultrasonic pulses and injection pressure indicates that hydraulic fracture begins growing at pressure lower than the maximum value; fracture growth is faster than fracture filling with a fluid; after a fracture has been filled with a fluid, fracture opening increases. When fluid injection stops, fracture closes as pressure in a hole decreases due to fluid penetration into the sample. It is shown that a secondary hydraulic fracture can be formed in the case of a change in the orientation of the principal compressive stresses provided that the primary fracture is perpendicular and secondary is parallel to the well axis.

Keywords: hydraulic fracturing, geomechanics, filtration, fluid dynamics, intensification of oil production, laboratory experiment

ФИЗИКА ЗЕМЛИ, 2021, № 5, с. 120–132

УДК 622.271:351.77

МИКРОЧАСТИЦЫ В АТМОСФЕРЕ ОТ ЛИТОСФЕРНЫХ ИСТОЧНИКОВ ТЕХНОГЕННОГО ПРОИСХОЖДЕНИЯ

© 2021 г. В. В. Адушкин[1, *], С. П. Соловьев[1, **]

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

**E-mail: adushkin@idg.chph.ras.ru*

***E-mail: soloviev@idg.chph.ras.ru*

Поступила в редакцию 19.03.2021 г.
После доработки 30.03.2021 г.
Принята к публикации 01.04.2021 г.

Приведен краткий обзор техногенных источников микрочастиц, связанный с извлечением минерального сырья и топлива из литосферы. Рассмотрение сосредоточено на выбросах частиц горной породы в процессе добычи полезных ископаемых открытым способом. На примере добычи угля получены оценки выбросов микрочастиц в приземный слой атмосферы. Анализ проводился на основе данных о пылевыделении при различных технологических операциях в горных работах и их общего объема. Полученные оценки выбросов микрочастиц при добыче угля открытым способом в мире следует учитывать при анализе общего аэрозольного баланса атмосферы в разделе техногенные источники, поскольку эти оценки очень близки к массе выбросов от автотранспорта и превосходят выбросы авиационного и морского флота. Динамика оценок выбросов микрочастиц при добыче угля в мире за период с 2010 по 2019 гг. показывает, что выбросы увеличились примерно на 12% по отношению к 2010 г. – это также соответствует росту мировой добычи угля открытым способом.

Ключевые слова: микрочастицы в атмосфере, открытые горные работы, массовые промышленные взрывы, геоэкология.

DOI: 10.31857/S0002333721050021

ВВЕДЕНИЕ

Атмосфера Земли, помимо газовых примесей, содержит множество жидких и твердых микрочастиц, которые существуют в виде дисперсных фаз в воздухе – аэрозолей. Атмосферные аэрозоли являются важным фактором в процессах взаимодействия в системе литосфера–атмосфера [Адушкин, Попель, 2012]. Хотя концентрация аэрозолей значительно ниже, чем основных компонент воздуха, но они играют очень важную роль во многих метеорологических, физических и химических процессах, происходящих в атмосфере. К ним относятся: конденсация водяного пара на небольших ядрах и последующее образование тумана и облачных капель; химические реакции, приводящие к образованию кислотных осадков; изменение параметров рассеяния и поглощения как поступающего солнечного (коротковолнового) излучения, так и теплового земного (длинноволнового) излучения и др. процессы [Andreae, 1995; Ивлев, Довгалюк, 1999; Satheesh, Moorthy, 2005; Кондратьев, 2006; Гинзбург и др., 2008; Atmospheric Aerosols, 2017]. Существенное влияние аэрозоли оказывают и на электрические параметры атмосферы, поскольку взаимодействие аэрозольных частиц с атмосферными ионами приводит к изменению их спектрального состава в сторону тяжелых ионов и, как следствие, уменьшению электропроводности воздуха. Но особенно сильное влияние на электрические параметры атмосферы оказывают выбросы радиоактивных аэрозольных частиц: увеличивается степень ионизации воздуха, увеличивается электропроводность и изменяется напряженность электрического поля [Морозов, Куповых, 2012]. Масштабы влияния выбросов радиоактивных аэрозольных частиц в атмосферу могут иметь не только локальный, но и континентальный характер. Такое влияние проявилось после Чернобыльской аварии в 1986 г. [Смирнов, 1991; Морозов, Куповых, 2012] и аварии на АЭС “Фукусима-1” в 2011 г. [Авария на АЭС..., 2013].

Влияние аэрозолей на атмосферные процессы изучено еще недостаточно полно и особенно заметно это проявляется при обсуждении проблемы воздействия аэрозолей на климат. Вклад атмосферного аэрозоля остается одним из главных факторов неопределенностей оценок роли различных климатообразующих процессов [Кондратьев, 2006]. Воздействие аэрозолей обычно подразделяется на прямое и косвенное. Прямое воздей-

ствие заключается в том, что аэрозоли рассеивают и поглощают солнечное и тепловое излучения и тем самым изменяют радиационный баланс атмосферы и подстилающей поверхности. Наряду с природными аэрозолями существенное воздействие на потоки солнечного и теплового излучения оказывают техногенные аэрозоли, содержащие сульфаты, органический углерод и сажу (черный углерод) от сжигания топлива и биомассы, а также микрочастицы, попадающие в атмосферу и на поверхность Земли в результате хозяйственной деятельности.

Роль черного углерода (ЧУ) как климатообразующего фактора была отмечена, когда в конце 60-х гг. прошлого века получили первые результаты изучения явлений Арктической дымки [Rosen et al., 1981]. Проблема влияния ЧУ на радиационный баланс, с точки зрения поглощения солнечной радиации аэрозолями и последующего прямого радиационного воздействия, вызванного аэрозолями, остается актуальной темой и в современных исследованиях [Bond et al., 2013; Huang et al., 2015; Atmospheric Aerosols, 2017; Виноградова, Титкова, 2020]. Крупнейшие мировые источники ЧУ связаны с открытым выжиганием лесов и саванн, но большая часть содержащихся в атмосфере микрочастиц ЧУ обусловлена антропогенной деятельностью [Bond et al., 2013]. В частности, микрочастицы ЧУ, переносимые из сильно загрязненных районов Европы в сторону Арктики, могут оказать существенное влияние на облачные процессы, на таяние снега и ледяного покрова в этом районе. Эффекты воздействия микрочастиц рассчитываются с помощью климатических моделей, но, когда это возможно, они оцениваются с помощью полевых наблюдений и микрофизических измерений. По оценкам приведенным в работе [Huang et al., 2015] суммарные антропогенные выбросы ЧУ в России в 2010 г. составили 224 тыс. т.

Выбросы твердых веществ от всех стационарных источников на территории России значительно превосходят выбросы ЧУ, в 2010 г. эти выбросы составили 2283.1 тыс. т [Государственный доклад..., 2012], выбросы твердых веществ в атмосферу от источников, связанных с добычей полезных ископаемых, сравнимы с оценками выбросов ЧУ – 392.8 тыс. т. Химические, физические, в том числе и оптические, свойства микрочастиц определяются специфическими характеристиками их источников и в результате оказывают различное влияние на радиационный баланс и загрязнение окружающей среды. Например, в регионах интенсивной добычи полезных ископаемых, таких как уголь, влияние выбросов твердых микрочастиц на спектральные характеристики поверхности в видимой и инфракрасной областях были обнаружены в зимний период [Опарин и др., 2014].

Как правило, облака микрочастиц, выбрасываемых в приземный слой атмосферы различными источниками, представляют собой полидисперсные структуры, одной из важных характеристик которых является их гранулометрический состав. Очень мелкие частицы за счет действия внутренних сил сцепления и ничтожно малых скоростей гравитационного оседания будут образовывать новые частицы увеличенных размеров, в результате размер изучаемых аэрозольных частиц ограничивают диапазоном от нескольких нанометров до нескольких десятков микрон [Atmospheric Aerosols, 2017]. Частицы с размерами более сотен микрон не считаются принадлежащими к классу крупных аэрозолей, так как у них очень короткое время жизни. Верхний предел размеров, наблюдаемых в свободной атмосфере частиц, обусловлен действием двух процессов: оседанием частиц в поле силы тяжести и способностью турбулентной диффузии переносить частицы в более высокие слои атмосферы. Для частиц с радиусами 10–20 мкм основным процессом является гравитационное осаждение, они остаются в воздухе лишь ограниченное время и выпадают на земную поверхность в ближней зоне источника частиц на расстоянии первых километров. Более мелкие частицы активно увлекаются атмосферными потоками и загрязняют атмосферу на региональном уровне, охватывающем расстояния до сотен километров от источника частиц.

Принципиальной особенностью добычи полезных ископаемых является разрушение горных пород до размеров куска, определяемого технологией переработки. До настоящего времени наиболее эффективным способом разрушения горных пород остается использование энергии взрыва [Викторов, 2015; Михайлов, Тарасенко, 2017; Silva et al., 2019; Викторов и др., 2019]. Применение взрывных технологий для дробления горной породы имеет важное отличие от других технологических операций, используемых при разработке открытых горных карьеров. В результате массовых взрывов происходит не только разрушение горной породы, но и образование мощных пылегазовых облаков в приземном слое атмосферы – после детонации взрывчатых веществ продукты взрыва выбрасываются в атмосферу вместе с частицами разрушенной горной породы. Особо следует отметить, что пылегазовое облако взрыва содержит частицы и в нанометровом диапазоне размеров. Возможность образования наночастиц при проведении массовых взрывов показана в работах [Адушкин и др., 2004; 2007]. Значительная часть наночастиц формируется в процессе разрушения более крупных частиц, при многократном дроблении. По оценкам работ [Викторов, 2011; Трубецкой и др., 2006], при промышленных взрывах доля высокодисперсных частиц может составлять несколько процентов от массы отби-

той породы, что является наиболее высоким показателем среди источников техногенных минеральных наночастиц.

Таким образом, неослабевающее внимание научного сообщества к проблеме загрязнения окружающей среды аэрозольными микрочастицами и их влияния на здоровье населения подтверждает актуальность задачи изучения физических, химических и других свойств микрочастиц в природных средах. Микрочастицы характеризуются повышенной сорбционной емкостью по сравнению с частицами более крупного размера, поэтому они способны накапливать повышенные уровни многих вредных загрязняющих веществ. Обладая малым размером, микрочастицы способны длительное время находиться во взвешенном состоянии в атмосфере и переноситься на далекие расстояния.

Цель настоящей работы – анализ данных о выбросах микрочастиц в атмосферу от техногенных источников и, в частности, о выбросах частиц горной породы в процессе добычи полезных ископаемых на открытых карьерах. Основное внимание уделяется оценке выбросов микрочастиц в приземный слой атмосферы при добыче угля открытым способом как на территории России, так и в мире в целом.

ТЕХНОГЕННЫЕ ИСТОЧНИКИ ВЫБРОСОВ МИКРОЧАСТИЦ

Индустриальный и постиндустриальный период развития общества сопровождается опережающим ростом темпов добычи вещества литосферы в виде минерального сырья и топлива. По оценкам из литосферы ежегодно добывается от сотни миллиардов до триллиона тонн твердого вещества, при этом значительная доля переработанной горной массы приходится на добычу полезных ископаемых открытым способом [Викторов, 2015; Трубецкой, Галченко, 2015]. Экономики многих стран зависят от производства и потребления широкого спектра полезных ископаемых, что ведет к расширению деятельности по добыче полезных ископаемых. Как отмечено в работе [Трубецкой, Галченко, 2015], постоянное увеличение темпов роста общественного потребления происходит исключительно на основе экстенсивных методов развития минерально-сырьевого комплекса, при которых количество отходов обычно соизмеримо с количеством добытого вещества литосферы, использованного в хозяйственных целях. Минерально-сырьевой комплекс дает исходные материалы для производства более чем 70% всей номенклатуры конечной продукции современного общества и обеспечивает почти 90% его энергетических потребностей. Поэтому все производственные процессы, связанные с добычей полезных ископаемых и их дальнейшей промышленной переработкой, потенциально являются одними из основных источников выбросов микрочастиц в приземный слой атмосферы. Немаловажно, что микрочастицы техногенного происхождения вследствие своего химического состава в большинстве случаев намного превосходят природный материал по негативному воздействию как на человека, так и на среду обитания в целом.

Техногенные выбросы в атмосферу распределены по земному шару неравномерно. Основные их источники сосредоточены в индустриальных странах, и связано это с интенсификацией и ростом объемов производства, увеличением населения, урбанизацией, развитием транспортной индустрии. Следует также отметить, что совершенствование технологий очистки выбросов и экономические санкции против предприятий, загрязняющих окружающую среду, в развитых странах позволяют последовательно снижать вклад в аэрозольное загрязнение, однако в развивающихся странах, наоборот, наблюдается рост загрязняющего воздействия [IPCC, 2014; Klimont et al., 2017].

В ряде работ, в которых анализируются техногенные выбросы аэрозолей, выделяют следующие категории источников: промышленные предприятия; установки для сжигания топлива; источники, связанные с ветровой эрозией пахотных земель, строительством, дорожной пылью; транспорт всех видов [Атмосфера, 1991; Atmospheric Aerosols, 2017]. Техногенные аэрозоли состоят как из первичных частиц, так и вторичных частиц, образующихся из газов, выбрасываемых в результате промышленной и других видов деятельности. В настоящей работе основное внимание уделяется первичным микрочастицам, поступающим в приземный слой атмосферы.

Статистические данные о выбросах загрязняющих веществ в атмосферу в нашей стране можно найти в ежегодных Государственных докладах “О состоянии и об охране окружающей среды Российской Федерации” Минприроды России. Основными загрязняющими веществами, поступающими в атмосферный воздух вместе с выбросами предприятий различных отраслей экономики, являются твердые вещества, диоксид серы, оксиды азота, оксид углерода. В докладах используются термины “твердые вещества” и “взвешенные вещества” без обсуждения их гранулометрического состава. Также отдельно приводятся данные о выбросах загрязняющих веществ от стационарных и передвижных источников. Наряду с этим в докладах приводятся данные о структуре выбросов загрязняющих веществ в атмосферу от стационарных источников по видам экономической деятельности. Так, распределение объема выбросов по видам экономической деятельности осуществ-

Таблица 1. Динамика выбросов твердых веществ в атмосферный воздух в период 2000–2019 гг.

Годы	Выбросы твердых веществ в атмосферный воздух от стационарных источников. Всего, тыс. т	Выбросы твердых веществ от предприятий по добыче полезных ископаемых, тыс. т	Доля выбросов предприятий по добыче полезных ископаемых от общего объема выбросов, %
2000	2972.2	–	–
2001	2973.2	–	–
2002	2882.8	–	–
2003	2870.0	–	–
2004	2860.0	–	–
2005	2800.0	500.0	17.8
2006	2840.0	470.1	16.6
2007	2743.4	453.6	16.5
2008	2704.2	431.8	16.0
2009	2341.0	399.5	17.06
2010	2283.1	392.8	16.5
2011	2283.1	–	–
2012	2249.4	–	–
2013	2008.5	375.3	18.7
2014	1922.2	–	
2015	1820.4	329.6	18.1
2016	1723.9	–	–
2017	1728.9	–	–
2018	1509.0	–	–
2019	1611.4	–	–

ляется в следующей градации [Государственный доклад..., 2020]: *1* – “обрабатывающие производства” (например, в 2014 г. доля этих выбросов составляла 34.0% от общего объема выбросов стационарных источников, в 2017 г. – 33.2%, в 2019 г. – 33%); *2* – “добыча полезных ископаемых” (в 2014 г. – 28.3%, в 2017 г. – 28.1%, в 2019 г. – 28.5%); *3* – “обеспечение электрической энергией, газом и паром; кондиционирование воздуха” (в 2017 г. – 20.3%, в 2019 г. – 17.3%); *4* – сельское хозяйство, лесное хозяйство, охота, рыболовство; *5* – прочие виды выбросов. Основная масса выбросов от стационарных источников приходится на предприятия и организации, расположенные на территории городов и городских округов.

Представляют интерес статистические данные о выбросах твердых веществ от стационарных источников как от всех видов экономической деятельности в целом, так и от добычи полезных ископаемых. В результате по данным, включенным в Государственные доклады “О состоянии и об охране окружающей среды Российской Федерации” за период с 2000 по 2019 гг., можно проследить динамику выбросов твердых веществ от стационарных источников (табл. 1). В 2019 г. выбросы твердых веществ увеличились на 6.8% относительно 2018 г., что может быть связано с ростом промышленного производства. Данные по выбросам от предприятий по добыче полезных ископаемых в докладах приведены не для каждого календарного года. Тем не менее, доля выбросов предприятий по добыче полезных ископаемых от общего объема выбросов достаточно стабильна и находится в пределах 16–19%. Сокращение общих объемов выбросов твердых веществ с 2000 г., как это следует из табл. 1, приближается к двукратному. В докладе за 2018 г. сокращение выбросов микрочастиц объясняется “относительной простотой и меньшими затратами на проведение мероприятий по улавливанию, обезвреживанию и снижению их образования” [Государственный доклад..., 2019].

Наряду с этим в ряде докладов “О состоянии и об охране окружающей среды Российской Федерации” представлены статистические данные о выбросах твердых веществ по отдельным видам деятельности в разделе “Добыча полезных ископаемых”. Эти данные носят фрагментарный характер и приводятся не для каждого календарного года. Например, данные, приведенные в работе [Государственный доклад..., 2012], показывают, что по итогам 2010 г. при добыче угля выбросы

Таблица 2. Добыча угля в России в период с 1995 по 2019 гг.

Годы	1995	2000	2005	2010	2011	2012	2013	2014	2015	2016	2017	2018	2019
Добыча, млн т	262.8	258.4	299.8	323.4	336.7	354.6	352.1	358.2	374	386.9	411.2	441.9	441.4
Открытый способ	152.2	167.5	195.1	221.3	236	248.9	250.8	252.9	270.4	282.6	305.7	332.5	334.1
Подземный	110.6	90.9	104.7	102.1	100.7	105.7	101.3	105.3	103.6	104.3	105.5	109.4	107.3

твердых веществ увеличились на 3.3% по отношению к предыдущему году. Количественные данные о выбросах твердых веществ при добыче угля за ряд лет содержатся в работе [Государственный доклад..., 2018]: в 2008 г. они составили 55.5 тыс. т, в 2016 г. – 58.4 тыс. т, в 2017 г. – 65.4 тыс. т. В работе [Таразанов, Губанов, 2020] приведен обзор итогов работы угольной промышленности России по состоянию на 2019 г. На территории страны находятся 22 угольных бассейна и 129 отдельных месторождений (насчитывается 187 предприятий, из них шахты – 57, угольные разрезы – 130). На рисунке приведена схема расположения угольных бассейнов России. В табл. 2 приведены объемы добычи угля по способам добычи [Таразанов, Губанов, 2020]. По данным за 2019 г. удельный вес открытого способа в общей добыче составил 75.7%. Как видно из табл. 2, добыча подземным способом находится приблизительно на одном уровне, а добыча угля открытым способом непрерывно растет. Увеличение выбросов твердых веществ соответствует данным об увеличении объемов добычи угля.

Независимые оценки выбросов твердых веществ в атмосферу при производстве работ на открытых карьерах можно получить по методике, основанной на анализе данных о пылевыделении при различных технологических процессах в горных работах и их общего объема. В настоящее время на открытых карьерах добывают 80–93% руд черных и цветных металлов, 75% угля, практически 100% строительных горных пород [Таразанов, Губанов, 2020; Трубецкой, Рыльникова, 2015]. При добыче полезных ископаемых на открытых карьерах в результате разрушения горной породы практически все технологические процессы сопровождаются образованием твердых частиц в широком диапазоне размеров и выносом



Рис. 1. Схема расположения угольных бассейнов Российской Федерации: *1* – Донецкий бассейн; *2* – Подмосковный бассейн; *3* – Южно-Уральский бассейн; *4* – Мурманская область – Архипелаг Шпицберген; *5* – Печорский бассейн; *6* – Горловский бассейн; *7* – Кузнецкий бассейн; *8* – Минусинский бассейн; *9* – Канско-Ачинский бассейн; *10* – Тунгусский бассейн; *11* – Улуг-Хемский бассейн; *12* – Иркутский (Черемховский) бассейн; *13* – месторождения Бурятии и Забайкалья; *14* – Южно-Якутский бассейн; *15* – Зырянский бассейн; *16* – Ленский бассейн; *17* – Сахалинский бассейн; *18* – Нижне-Зейский бассейн; *19* – Буреинский бассейн; *20* – Бикино-Уссурийский бассейн; *21* – Раздольненский бассейн; *22* – месторождения севера Дальнего Востока (адаптировано из работы [Григорьев, Курошев, 2019]).

их в приземный слой атмосферы [Бересневич и др., 1990; Csavina et al., 2012; Jain et al., 2016; Patra et al., 2016; Assessment, 2017]. Как упоминалось выше, для частиц, которые выбрасываются в атмосферу в процессе горных работ и имеют радиусы более 10–20 мкм, основным процессом является гравитационное осаждение, они остаются в воздухе лишь ограниченное время и выпадают на земную поверхность в ближней зоне источника частиц. Более мелкие частицы активно увлекаются атмосферными потоками и переносятся на расстояния до сотен километров от источника частиц. Ниже рассматриваются твердые частицы с размерами менее 10–20 мкм и используется термин – микрочастицы.

Основными источниками выбросов микрочастиц на открытых карьерах являются: бурение, дробление горной породы взрывом, выемочно-погрузочные работы и операции, связанные с перемещением горной массы, а также пылящие поверхности техногенных массивов – отвалов и хвостохранилищ. Наиболее распространенным методом оценки выбросов частиц горной породы и других загрязняющих веществ в атмосферу являются расчеты по эмпирическим зависимостям на основе коэффициентов выбросов [Бересневич и др., 1990; Викторов, Бутысин, 1996; Roy et al., 2010; Huertas et al., 2012; Patra et al., 2016]. Эти зависимости являются эмпирическими по своей природе и были разработаны на основе результатов экспериментальных исследований, проводившихся в процессе эксплуатации карьеров в соответствии с конкретной геометрией, типом горных пород, метеорологическими условиями и т.д. Основным элементом этих формул являются коэффициенты выбросов, которые обычно выражаются в виде веса загрязняющего вещества, деленного на единицу веса, объема, расстояния или продолжительности технологических операций на карьерах. Данные о коэффициентах выбросов для различных технологических операций содержатся в рекомендациях, разработанных в основных добывающих странах (в США это Агентство по охране окружающей среды – [USEPA, 1991; USEPA, 1998], в Австралии – [National Pollutant Inventory, 1999], в России – [Методика..., 1999] и т.д.). Рассмотрим оценки выбросов микрочастиц в атмосферу на примере открытых угольных карьеров.

ОЦЕНКИ ВЫБРОСОВ МИКРОЧАСТИЦ ЧАСТИЦ ПРИ ДОБЫЧЕ УГЛЯ ОТКРЫТЫМ СПОСОБОМ

В практике разрушения горных пород использование энергии взрыва остается наиболее эффективным способом. При добыче большинства полезных ископаемых взрывная отбойка горной массы является основной технологией при подготовке горных пород к выемке. Современные исследования в области разработки новых технологий добычи полезных ископаемых и разрушения горных пород показывают, что подобная ситуация сохранится и в ближайшие десятилетия [Викторов, 2015; Zhang, 2016; Михайлов, Тарасенко, 2017; Silva, 2019]. Следует отметить, что на первых этапах разработки открытых карьеров проводятся вскрыши (грунт и горные породы, лежащие под поверхностью и над месторождением) для доступа к интересующим минералам. В работе [Трубецкой, Галченко, 2015] анализировалась полнота использования твердого вещества при добыче ряда полезных ископаемых (руды металлов, энергоносители, стройматериалы и неметаллические полезные ископаемые). Из представленных данных следует, что в процессе добычи полезных ископаемых необходимо переработать значительно бóльшие объемы горной массы, чем занимает конечный продукт: в среднем доля полезных ископаемых от общего объема переработанной горной массы составляет приблизительно 41%, а доля попутных горных пород – 59%. Именно общий объем переработанной горной массы и будет определять объем выбросов микрочастиц в приземный слой атмосферы. При добыче угля объемы вскрышных пород могут превосходить объемы добытого угля до 10 раз.

В процессе подготовки массовых взрывов взрывчатое вещество (ВВ) размещается в пробуренных в горной породе скважинах диаметром до 300 мм и более [Угаров и др., 2017]. Бурение скважин связано с выбросами в атмосферу частиц горной породы, которые зависят от типов и количества буровых станков, времени их работы, влажности горной массы и применяемых средств пылеподавления. В процессе бурения наблюдаются достаточно высокие концентрации микрочастиц в непосредственной близости от места проведения работ. Для наиболее типичных условий бурения вскрышных пород доля частиц с линейными размерами менее 50 мкм составляет в среднем 12–15% от общей массы образующихся продуктов разрушения [Методика..., 1999]. Буровые станки, как правило, оборудуются системами пылеулавливания, но во многих случаях разрушенная при бурении горная порода сбрасывается в непосредственной близости от скважин.

Применение взрывных технологий для дробления горной породы имеет важное отличие от других технологических операций – массовые взрывы сопровождаются образованием пылегазового облака, верхняя кромка которого может достигать высоты нескольких километров [Адушкин и др., 2020; Khazins et al., 2020; Khazins, Soloviev, 2020], что вызывает загрязнение атмосферы не только карьеров, но и прилегающих к ним обширных территорий. После детонации ВВ продукты взрыва выбрасываются в атмосферу вместе

с частицами разрушенной горной породы и материалом забойки. В последующем из них формируется вихревая структура, аналогичная термику, поднимающаяся в атмосфере, вследствие чего происходит дальнейшее вовлечение в облако продуктов взрыва частиц разрушенной горной породы и окружающего воздуха (в центральной части скорости потока могут достигать нескольких десятков метров в секунду [Khazins et al., 2020]). В результате значительная доля в общей массе частиц в пылегазовом облаке приходится на микрочастицы ранее разрушенной породы и частицы, находившиеся на поверхности вокруг скважин. Интенсивность вовлечения микрочастиц в облако продуктов взрыва зависит как от физико-механических свойств разрабатываемых горных пород, так и от ряда совместно действующих технологических факторов: крепости горных пород и удельного расхода взрывчатого вещества, размеров взрываемого блока и высоты уступа, характеристик забойки скважин и состояния поверхности вокруг них, метеорологических условий во время проведения массового взрыва и др. Влияние указанных факторов обычно учитывается на основе результатов экспериментальных исследований, проводившихся во время массовых взрывов на действующих карьерах [Бересневич и др. 1990; Методика..., 1999; Викторов, Бутысин, 1996].

При добыче угля, в зависимости от горно-геологических условий, объем взрывных работ относительно экскавации в технологическом цикле различен. Эффективная разработка скальных и полускальных пород экскаваторами цикличного действия возможна только после их предварительной взрывной подготовки. По данным работы [Мельников, 1982], доля взрывных работ на угольных разрезах РФ составляет от 10 до 90%, при этом доля менее 50% приходится на неглубокие маломощные разрезы. В настоящее время на разрезах Кузнецкого угольного бассейна (Кузбасса) около 80% общего объема вскрыши разрабатывается с применением буровзрывных работ [Ташкинов и др., 2010]. В работе [Тимофеева, Мурзин, 2015] на примере Черемховского угольного разреза показано распределение объемов выбросов микрочастиц при различных технологических операциях на карьере. Отработка вскрышных пород и междупластья производится с применением буровзрывных работ. Пласты угля имеют мощность от 2 до 4.2 м. Вскрыша составляет от 10 до 42 м. Наибольшее количество микрочастиц дают технологические вскрыши и отвалообразование (порядка 600–700 т в год), бурение – 10 т в год, погрузочные процессы – 15 т в год.

Рост добычи угля открытым способом сопровождается и увеличением количества ВВ, применяемого в процессе работ на карьерах. Это демонстрируют данные по добыче угля и потреблению ВВ на предприятиях Кузбасса [Адушкин и др., 2020]. Если в 2010 г. в Кузбассе добыча угля составила 185.5 млн т, то в 2018 г. – уже 255.3 млн т. Ежегодное потребление ВВ при проведении работ на карьерах Кузбасса в период 1998–2018 гг. приведено в табл. 3. За последние 10 лет количество используемого ВВ удвоилось.

Массу выбросов микрочастиц при проведении массовых взрывов можно получить, зная величину удельных выбросов на 1 кг ВВ и ежегодное потребление ВВ. Следует отметить, что несмотря на меры по модернизации взрывных технологий и изменение схем проведения массовых взрывов, количество микрочастиц горных пород, поступающих в атмосферу при взрывной отбойке горной массы, изменяется в узких пределах при пересчете на единицу массы ВВ [Бересневич и др., 1990]. Удельные расходы ВВ на отбойку 1 м^3 горной породы на угольных разрезах в разных странах находятся в пределах 0.4–0.7 кг/м^3, соответственно, и коэффициенты выбросов микрочастиц будут иметь близкие значения. Так, в работе [National Pollutant Inventory..., 1999] приведены эмпирические данные, полученные на угольных разрезах Австралии: коэффициенты выбросов $q_{вв}$ (т.е. масса частиц, приходящаяся на 1 кг ВВ) для частиц с размерами 0–30 мкм дают значение $q_{вв}$ = = 0.101 кг/кг ВВ. Для оценок примем значение $q_{вв}$ в диапазоне от 0.08 до 0.1 кг/кг ВВ. В табл. 3 приведены оценки массы выбросов микрочастиц на угольных разрезах Кузбасса по ежегодному потреблению ВВ: $M_d = q_{вв}Q$.

Аналогичные оценки могут быть получены, исходя из годовых объемов $V_{гп}$ горной породы, отбитой при проведении массовых взрывов в работе [Методика..., 1999]. Расчеты проводятся по эмпирической зависимости вида: $M_{гп} = q_{тч}V_{гп}$, где $q_{тч}$ – удельные выбросы микрочастиц из 1 м^3 горной породы. Коэффициент $q_{тч}$ зависит от крепости горной породы, рецептуры ВВ и ряда других параметров. В [Методика..., 1999] приведены значения этого коэффициента в виде таблиц. Для расчетов возьмем значения $q_{тч}$ в диапазоне 0.03–0.06 кг/м^3. Объемы $V_{гп}$ рассчитываются на основе данных по годовой добыче угля. Полученные оценки выбросов микрочастиц на угольных разрезах Кузбасса при проведении массовых взрывов приведены в табл. 4. Видно, что эти оценки хоть и отличаются, но, в целом, удовлетворительно соответствуют друг другу.

Для экскавации нормативные и опытные данные приводятся в виде интенсивности пылевыделения [Михайлов и др., 1981; Бересневич и др., 1990; Методика..., 1999]. Так, для одноковшовых экскаваторов нормативная интенсивность пылевыделения составляет 2 г/с. Экспериментальные данные для данного типа машин с различной

Таблица 3. Оценка массы выбросов микрочастиц на карьерах Кузбасса в период 1998–2018 гг.

Годы	Потребление ВВ, Q, тыс. т/год	Прирост потребления ВВ, dQ, тыс. т/год	Масса выбросов по расходу ВВ, M_d, тыс. т
1998	≈110	10	8.8–11.0
1999	≈130	20	10.4–13.0
2000	≈150	20	12.0–15.0
2001	180	30	14.4–18.0
2002	220	40	17.6–22.0
2003	240	20	19.2–24.0
2004	257	17	20.6–25.7
2005	310	53	24.8–31.0
2006	337	27	27.0–33.7
2007	368	31	29.4–36.8
2008	404	36	32.3–40.4
2009	388	–16	31.0–38.8
2010	429	41	34.3–42.9
2011	512	83	41.0–51.2
2012	583	71	46.6–58.3
2013	573	–10	45.8–57.3
2014	533	–40	42.6–53.3
2015	606	73	48.5–60.6
2016	608	2	48.6–60.8
2017	702	94	56.2–70.2
2018	843	141	67.4–84.3

Таблица 4. Оценки массы выбросов микрочастиц на карьерах Кузбасса при проведении массовых взрывов

Годы	Добыча угля, $M_{доб}$, млн. т	Расход ВВ, $Q_{вв}$, тыс. т	$q_{вв}$, кг/кг ВВ	Масса выбросов по расходу ВВ, M_d, тыс. т	Горная масса, $V_{гм}$, млн м^3	$q_{тч}$, кг/м^3	Масса выбросов по горной породе, $M_{гп}$, тыс. т
2010	185.5	429	0.08–0.1	**34.3–42.9**	792–1060	0.03–0.06	**23.8–63.6**
2018	255.3	843	0.08–0.1	**67.4–84.3**	1093–1459	0.03–0.06	**32.8–87.5**

производительностью находятся в пределах 0.4–2 г/с при добыче угля и 0.1–1.4 г/с при добыче рудных ископаемых. Для других экскаваторов (роторные, экскаваторы типа драглайн и т.д.) также установлены величины интенсивности пылевыделения. Зная производительность экскаватора, можно вычислить коэффициент пылевыделения. Например, для внутрикарьерного участка производительностью 400 м^3/ч карьера Новокриворожского горно-обогатительного комбината вычисленный коэффициент пылевыделения имеет значение 8–10 г/м^3 при годовой производительности 10.5 млн т руды [Справочник..., 1982]. В результате средние значения коэффициентов пылевыделения при экскавации лежат в пределах от 8 до 20 г/м^3.

Ведение вскрышных работ на карьерах и обогащение руды на фабриках ГОКов привели к необходимости формирования отвалов и строительства хвостохранилищ. Выброс микрочастиц при отвалообразовании вскрышных пород осуществляется, независимо от способов отвалообразования, точечными, линейными и плоскостными источниками. Точечные источники – экскаваторы, бульдозеры, крупнотоннажные автомобили. Все транспортные средства оснащены мощными дизельными двигателями при работе которых в атмосферу выбрасывается значительное количество частиц сажи (ЧУ). Линейные источники – конвейеры, железнодорожные составы, автодороги. Общим для всех способов отвалообразования является образование больших незакрепленных поверхностей (плоскостных источников), кото-

Таблица 5. Оценки массы выбросов микрочастиц при добыче угля в мире, в Китае и России

Годы	Страны	Добыча угля, млн т	Добыча угля открытым способом, $M_{доб}$, млн т	Горная масса, $V_{гм}$, млн м^3	Масса выбросов по горной породе, $M_{гп}$, тыс. т
2010	В мире	7254.6	5440.95	23318.4–31091.1	**1119.3–3109.1**
	Китай	3235.0	2426.25	10398.2–13864.3	499.1–1386.4
	Россия	323.4	242.55	1039.5–1386.0	49.9–138.6
2015	В мире	7861.1	5895.83	25267.8–33690.4	**1212.9–3369.0**
	Китай	3747.0	2810.25	12043.9–16058.6	578.1–1605.9
	Россия	374.0	280.50	1202.1–1602.9	57.7–160.3
2019	В мире	8129.4	6097.05	26130.2–34840.3	**1254.3–3484.0**
	Китай	3846.0	2884.50	12362.1–16482.9	593.4–1648.3
	Россия	441.4	331.05	1418.8–1891.7	68.1–189.2

рые при неблагоприятных условиях приводят к интенсивному пылеобразованию, зависящему от вида материала, гранулометрического состава, метеорологических условий.

Например, при среднегодовой скорости ветра в Кривбассе интенсивность пыления отвалов составляет 0.62–0.94 мг/(с · м^2), а хвостохранилищ – 0.7–2.5 мг/(с · м^2) [Бересневич, Деньгуб, 2000]. При неблагоприятных метеорологических условиях на незакрепленных участках отвалов и хвостохранилищ возникают пылевые бури и пыль распространяется на десятки километров. С целью уменьшения пылевыделения применяется ряд методов. Так, в проектных решениях по развитию отвального хозяйства АО “Лебединский ГОК” предусматривается санитарно-гигиеническая рекультивация неэксплуатируемых участков отвала и мероприятия по закреплению пылящих пляжей хвостохранилища при помощи поливо-оросительной техники. Однако, несмотря на актуальность проблемы пыления, большой объем научных исследований и экспериментов в этой области, в настоящее время эффективного, безопасного и дешевого способа пылеподавления на больших площадях не существует [Михайлов, Черкащенко, 2017]. Таким образом, вынос микрочастиц с поверхностей отвалов и хвостохранилищ зависит от локальных метеорологических условий, орографии местности, гранулометрического состава разрушенных горных пород и мер защиты, что, в целом, приводит к очень широкому диапазону коэффициентов выброса микрочастиц. Для оценок примем, что выбросы с поверхностей отвалов и хвостохранилищ составляют 20% от общего количества (по-видимому, это минимальное значение, которое следует учитывать).

В итоге оценка коэффициента выбросов микрочастиц при добыче угля на открытых карьерах дает следующие значения: $q_{тч}$ = (0.048–0.1) кг/м^3. Зная объемы годовой добычи угля в РФ и мире можно рассчитать соответствующие им объемы $V_{гп}$ переработанной горной породы и получить оценки массы выбросов микрочастиц на угольных разрезах. Для оценок будем считать, что удельный вес открытого способа в общей добыче составляет 75%. Данные по добыче угля в РФ приведены в табл. 2, добыча угля по странам – bp.com/statisticalreview. Полученные оценки массы выбросов микрочастиц при добыче угля в мире и для двух стран – России и Китая, приведены в табл. 5. На долю Китая приходится немногим меньше половины добычи угля в мире и, соответственно, немногим меньше половины выбросов микрочастиц. Если принять выбросы микрочастиц в 2010 г. за 100%, то увеличение выбросов микрочастиц при добыче угля в мире в 2019 г. составит ≈12%, а в Китае и России – ≈19 и 36.5% соответственно.

Оценки выбросов микрочастиц при добыче угля в мире из табл. 5 находятся в пределах от 1.12 до 3.48 млн т. Полученные оценки массы выбросов микрочастиц при добыче угля открытым способом в мире близки к годовым выбросам микрочастиц от транспорта, которые по данным [IPCC, 2014] находятся в пределах от 1.1 до 3.4 млн т (по данным работы [Атмосфера, 1991] выбросы от транспорта составляют 1 млн т в год; по данным работы [Wang, 2015] эта величина также составляет ~1 млн т в год, различие в оценках выбросов часто связано с различием подходов к учету источников выбросов и используемых моделей). Годовые выбросы авиационного и морского флота по данным [IPCC, 2014] находятся в пределах от 0.8 до 2.4 млн т. Твердые микрочастицы, которые выбрасываются в атмосферу при работе транспортных средств, относятся к категории ЧУ (сажа). Эти частицы образуются в результате неполного сгорания топлива, в их составе на углерод приходится до 99% по массе. Размеры частиц ЧУ сверху

Таблица 6. Выбросы микрочастиц ЧУ от передвижных источников в России

Годы	2012	2014	2016	2018
Передвижные источники, тыс. т	35	36	37	39
Автотранспорт, тыс. т	24	25	26	28
Железнодорожный, тыс. т	11	11	11	11

ограничиваются величиной 2.5 мкм (в аэродинамическом диаметре), но в основном – это частицы нанометрового диапазона [Anenberg et al., 2012]. В микрочастицах каменного угля, которые выбрасываются в атмосферу в процессе добычи на открытых карьерах, на долю углерода приходится 75–97% по массе, но распределение частиц по размерам включает и наноразмерные частицы [Fan, Liu, 2021]. Естественно, что химические, физические свойства, включая оптические характеристики и гранулометрический состав этих двух типов микрочастиц будут существенно отличаться. Тем не менее, микрочастицы, выбрасываемые в атмосферу при разработке открытых угольных карьеров, обладают высоким содержанием углерода и широким спектром размеров, и они, наряду с частицами ЧУ, могут оказывать влияние на радиационный баланс атмосферы в регионах их добычи, однако оценка этого влияния потребует проведения дополнительных исследований.

Выбросы ЧУ в мире по оценкам, приведенным в работе [Bond et al., 2013], составили в среднем 7500 тыс т в год в 2000 г. Оценки выбросов ЧУ на основе модели, представленной в работе [Klimont et al., 2017], дали следующие значения: 6600 тыс. т в 2000 г. и 7200 тыс. т в 2010 г. Источниками выбросов ЧУ, которые анализируются в указанных работах, являются различные процессы горения, которые сгруппированы следующим образом: транспорт, промышленность, твердое топливо для жилых помещений и открытое сжигание. Преобладающие источники выбросов черного углерода зависят от местоположения. На твердое топливо для бытовых нужд (т.е. уголь и биомасса) приходится от 60 до 80% выбросов в Азии и Африке, в то время как на дорожные и внедорожные дизельные двигатели приходится около 70% выбросов в Европе, Северной Америке и Латинской Америке. Отметим, что оценки массы выбросов микрочастиц от открытых карьеров по добыче угля сравнимы по величине с каждым из источников, составляющих суммарные выбросы ЧУ. Вне зависимости от их влияния на климатические процессы, выбросы микрочастиц от открытых угольных карьеров могут быть учтены при анализе общего аэрозольного баланса атмосферы в разделе техногенные источники.

Суммарные антропогенные выбросы ЧУ в России в 2010 г. по оценкам, приведенным в работе [Huang et al., 2015], составили 224 тыс т, при этом на выбросы от факельного сжигания газа приходится 81.1 тыс. т (36.2%), от сжигания топлива в жилом секторе – 56.0 тыс. т (25.0%), от работы транспорта – 45.5 тыс. т (20.3%), от промышленности – 29.3 тыс. т (13.1%) и электростанций – 12.1 тыс. т (5.4%). По статистическим данным [Государственный отчет..., 2019], динамика выбросов микрочастиц (в данном случае – частицы сажи или ЧУ) от передвижных источников в России приведена в табл. 6. Среднее значение массы выбросов микрочастиц при добыче угля за 2010 г. из табл. 5 составляет 94.3 тыс. т. Из сравнения полученных оценок видно, что масса выбросов микрочастиц при добыче угля открытым способом в России превосходит массу выбросов от каждого из перечисленных выше источников ЧУ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Значительный интерес в настоящее время представляет изучение тенденций загрязнения окружающей среды, связанных с выбросами микрочастиц от техногенных источников в процессе извлечения минерального сырья и топлива из литосферы. Анализ данных свидетельствует о том, что за последние десятилетия происходит существенное увеличение объемов добычи полезных ископаемых. Аналогичный процесс характерен и для выбросов микрочастиц от предприятий по добыче полезных ископаемых и, в частности, предприятий по добыче угля открытым способом. Следует это из полученных оценок выбросов микрочастиц при добыче угля на открытых карьерах. Динамика оценок выбросов микрочастиц при добыче угля в мире за период с 2010 по 2019 гг. показывает, что выбросы увеличились примерно на 12% по отношению к 2010 г. – это соответствует росту мировой добычи угля открытым способом. Полученные оценки выбросов микрочастиц при добыче угля открытым способом в мире очень близки к массе выбросов от автотранспорта и превосходят выбросы авиационного и морского флота, и их также следует учитывать при анализе общего аэрозольного баланса атмосферы в разделе техногенные источники.

На примере крупнейшего в России угледобывающего Кузнецкого бассейна были получены оценки выбросов микрочастиц на открытых ка-

рьерах на основе данных о пылевыделении при проведении взрывных работ и общего объема переработанной горной массы. Ежегодное потребление ВВ, применяемого для вскрышных работ и дробления угля, непрерывно растет, как растет и добыча угля. Судя по тенденции использования ВВ и росту добычи на открытых карьерах, можно ожидать, что абсолютное значение массы выбросов микрочастиц будет расти и далее. Оценки выбросов микрочастиц при добыче угля в 2019 г., по России в целом, выросли примерно на 36.5% по отношению к 2010 г. Сравнение оценок выбросов микрочастиц при добыче угля открытым способом и данных по антропогенным выбросам ЧУ в России, показывает, что масса выбросов микрочастиц при добыче угля превосходит массу выбросов от каждого из учитываемых источников ЧУ. Микрочастицы угля, выбрасываемого в атмосферу при разработке открытых карьеров, характеризуются высоким содержанием углерода, сравнимым с его содержанием в частицах ЧУ, образующегося в результате сгорания различных видов топлива, поэтому они также могут оказывать заметное влияние на радиационный баланс атмосферы в регионах их добычи.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-05-50050.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Авария на АЭС “Фукусима-1”: опыт реагирования и уроки / Науч. ред. Арутюнян Р.В. Труды ИБРАЭ РАН. М.: Наука. 2013. Вып. 13. 246 с.

Адушкин В.В., Соловьев С.П., Спивак А.А., Хазинс В.М. Геоэкологические последствия проведения горных работ на карьерах с применением взрывных технологий // Физико-технические проблемы разработки полезных ископаемых. 2020. № 2. С. 164–178.

Адушкин В.В., Попель С.Ю. Мелкодисперсные частицы в природных и техногенных геосистемах // Физика Земли. 2012. № 3. С. 81–92.

Адушкин В.В., Перник Л.М., Попель С.И., Соловьев С.П., Шишаева А.С., Черняев Г.А., Огородников Б.И. Изучение нано- и микрочастиц при наземном химическом взрыве. Динамика взаимодействующих геосфер. М.: ИДГ РАН. 2004. С. 235–244.

Адушкин В.В., Перник Л.М., Попель С.И. Наночастицы в опытах по разрушению скальных пород взрывом // Докл. РАН. 2007. Т. 415. № 2. С. 247–250.

Атмосфера. Справочник. Л.: Гидрометеоиздат. 1991. 508 с.

Бересневич П.В., Деньгуб В.И. Оценка загрязнения атмосферы пылью карьеров и отвалов // ГИАБ. 2000. Т. 7. С. 78–80.

Бересневич П.В., Михайлов В.А., Филатов С.С. Аэрология карьеров. Справочник. М.: Недра, 1990. 280 с.

Викторов С.Д. Взрывное разрушение массивов горных пород – основа прогресса в горном деле // ГИАБ. 2015. № S1. С. 63–75.

Викторов С.Д., Бутысин В.С. Образование и распространение пылегазового облака при массовом взрыве на карьере. Симпозиум “Современное горное дело, образование, наука, промышленность” М.: МГГУ. 1996. С. 119–123.

Викторов С.Д., Гончаров С.А., Иофис М.А., Закалинский В.М. Механика сдвижения и разрушения горных пород / Отв. ред. акад. Трубецкой К.Н. Ин-т проблем комплексного освоения недр им. акад. Н.В. Мельникова РАН. М.: РАН. 2019. 360 с.

Виноградова А.А., Титкова Т.Б. Черный углерод в атмосфере и альбедо подстилающей поверхности в российской арктике весной // Оптика атмосферы и океана. 2020. Т. 33. № 1. С. 61–67.

Гинзбург А.С., Губанова Д.П., Минашкин В.М. Влияние естественных и антропогенных аэрозолей на глобальный и региональный климат // Российский химический журн. 2008. Т. 52. № 5. С. 112–119.

Государственный доклад “О состоянии и об охране окружающей среды Российской Федерации в 2010 году”. М. 2012. 571 с.

Государственный доклад “О состоянии и об охране окружающей среды Российской Федерации в 2017 году”. М.: НИА-Природа. 2018. 888 с.

Государственный доклад “О состоянии и об охране окружающей среды Российской Федерации в 2018 году”. М.: Минприроды России, НПП “Кадастр”. 2019. 844 с.

Государственный доклад “О состоянии и об охране окружающей среды Российской Федерации в 2019 году”. М.: Минприроды России, МГУ им. М.В. Ломоносова. 2020. 1000 с.

Григорьев А.В., Курошев И.С. Добыча и обогащение угля. Энциклопедия технологий. Эволюция и сравнительный анализ ресурсной эффективности промышленных технологий. М., СПб. 2019. С. 13–51.

Ивлев Л.С., Довгалюк Ю.А. Физика атмосферных аэрозольных систем. СПб.: НИИХ СПбГУ. 1999. 194 с.

Кондратьев К.Я. Аэрозоль и климат: современное состояние и перспективы разработок. Аэрозольное радиационное возмущающее воздействие // Оптика атмосферы и океана. 2006. Т. 19. № 7. С. 565–575.

Методика расчета вредных выбросов (сбросов) для комплекса оборудования открытых горных работ (на основе удельных показателей). ИГД им. А.А. Скочинского. Люберцы. 1999. 46 с.

Михайлов О.Ю., Черкащенко Н.А. Охрана окружающей среды – приоритетное направление работы Лебединского ГОКа // Горный журн. 2017. № 5. С. 18–21.

Михайлов В.А., Бересневич П.В., Борисов В.Г., Лобода А.И. Борьба с пылью в рудных карьерах. М.: Недра. 1981. 262 с.

Михайлов О.Ю., Тарасенко Я.В. Золотой юбилей железнорудного гиганта России // Горный журн. 2017. № 5. С. 15–18.

Мельников Н.В. Краткий справочник по открытым горным работам. М.: Недра. 1982. 414 с.

Морозов В., Куповых Г. Теория электрических явлений в атмосфере. Математическое моделирование атмосферно-электрических процессов. LAP LAMBERT Academic Publishing. 2012. 329 с.

Справочник по борьбе с пылью в горнодобывающей промышленности / Ред. Кузмич А.С. М.: Недра. 1982. 240 с.

Опарин В.Н., Потапов В.П., Гиниятуллина О.Л., Андреева Н.В., Счастливцев Е.Л., Быков А.А. Оценка пылевого загрязнения атмосферы угледобывающих районов Кузбасса в зимний период по данным дистанционного зондирования земли // ФТПРПИ. 2014. № 3. С. 126–137.

Смирнов В.В. Ионизация в тропосфере. СПб.: Гидрометеоиздат. 1992. 311 с.

Тимофеева С.С., Мурзин М.А. Оценка экологической нагрузки технологических процессов добычи угля на окружающую среду на примере Черемховского разреза // Вестник ИрГТУ. 2015. № 3(98). С. 108–114.

Таразанов И.Г., Губанов Д.А. Итоги работы угольной промышленности России за январь–декабрь 2019 года // Уголь. 2020. № 3. С. 54–69.
https://doi.org/10.18796/0041-5790-2020-3-54-69

Ташкинов А.С., Сысоев А.А., Ташкинов И.А., Зорина Л.А. Комплексная оценка эффективности буровзрывных и экскаваторных работ при выемке взорванных пород экскаваторами типа ЭКГ // Вестник Кузбасского государственного технического университета. 2010. № 2(78). С. 59–65.

Трубецкой К.Н., Галченко Ю.П., Бурцев Л.И. Экологические проблемы освоения недр при устойчивом развитии природы и общества. М.: Науктехлитиздат. 2003. 261 с.

Трубецкой К.Н., Галченко Ю.П. Методология оценки перспективной парадигмы развития минерально-сырьевого комплекса // ФТПРПИ. 2015. № 2. С. 177–187.

Трубецкой К.Н., Рыльникова М.В. Состояние и перспективы развития открытых горных работ в XXI веке // ГИАБ. 2015. № S1-1. С. 21–32.

Угаров А.А., Исмагилов Р.И., Бадтиев Б.П., Борисов И.И. Состояние и перспективы развития комплекса буровзрывных работ на горнорудных предприятиях ООО УК “Металлоинвест” // Горный журн. 2017. № 5. С. 102–106.

Anenberg S.C. et al. Global Air Quality and Health Co-benefits of Mitigating Near-Term Climate Change through Methane and Black Carbon Emission Controls // Environ. Health Perspect. 2012. V. 120. № 6. P. 831–839.

Andreae M.O. Climatic effects of changing atmospheric aerosol levels. In: A. Henderson-Sellers (Ed.). World Survey of Climatology. V. 16. Future Climates of the World, New York: Elsevier. 1995. P. 341–392.

Assessment, Restoration and Reclamation of Mining Influenced Soils / Eds. J. Bech, C.Bini, M.A. Pashkevich. Elsevier. 2017. 520 p.

Atmospheric Aerosols: Life Cycles and Effects on Air Quality and Climate / Eds. C. Tomasi, S. Fuzzi, A. Kokhanovsky. Wiley-VCH. 2017. 704 p.

Bond T.C. et al. Bounding the role of black carbon in the climate system: A scientific assessment // J. Geophys. Res. Atmos. 2013. V. 118. P. 5380–5552.
https://doi.org/10.1002/jgrd.50171

Csavina J., Field J., Taylor M.P., Song Gao, Landázuri A., Betterton E.A., Sáez A.E.A Review on the Importance of Metals and Metalloids in Atmospheric Dust and Aerosol from Mining Operations // Sci. Total Environ. 2012. V. 433. P. 58–73.
https://doi.org/10.1016/j.scitotenv.2012.06.013

Fan L., Liu S. Respirable nano-particulate generations and their pathogenesis in mining workplaces: a review // Int. J. Coal. Sci. Technol. 2021.
https://doi.org/10.1007/s40789-021-00412-w

Gautam S., Kumar P. Patra A. K. Occupational exposure to particulate matter in three Indian opencast mines // Air Qual. Atmos. Health. 2016. V. 9. P. 143–158.
https://doi.org/10.1007/s11869-014-0311-6

Huang K., Fu J.S., Prikhodko V.Y., Storey J.M., Romanov A., Hodson E.L., Cresko J., Morozova I., Ignatieva Y., Cabaniss J. Russian anthropogenic black carbon: Emission reconstruction and Arctic black carbon simulation // JGR: Atmospheres. 2015. V. 120. № 21. P. 11306–11333.

Huertas J.I., Camacho D.A. Huertas M.E. Standardized emissions inventory methodology for open-pit mining areas // Environ. Sci. Pollut Res. 2012. V. 19. P. 2784–2794.
https://doi.org/10.1007/s11356-012-0778-3

Intergovernmental Panel on Climate Change, 2014: Climate Change 2014: Synthesis Report. Contribution of Working Groups I, II and III to the Fifth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Chang / Eds. Core Writing Team, R.K. Pachauri, L.A. Meyer. Geneva, Switzerland: IPCC. 151 p.

Jain R.K., Cui Z., Domen J.K. Environmental Impact of Mining and Mineral Processing: Management, Monitoring, and Auditing Strategies. Elsevier. 2016. 322 p.

Khazins V.M., Soloviev S.P. Numerical simulation of dust-gas cloud rise from explosion near Earth’s surface. Proc. SPIE 11560. 26th International Symposium on Atmospheric and Ocean Optics. Atmospheric Physics. 2020. 115602I.
https://doi.org/10.1117/12.2574670

Khazins V.M., Shuvalov V.V., Soloviev S.P. Numerical Modeling of Formation and Rise of Gas and Dust Cloud from Large Scale Commercial Blasting // Atmosphere. 2020. V. 11. № 10. P. 1112.
https://doi.org/10.3390/atmos11101112

Klimont Z., Kupiainen K., Heyes C., Purohit P., Cofala J., Rafaj P., Borken-Kleefeld J., Schöpp W. Global anthropogenic emissions of particulate matter including black carbon // Atmos. Chem. Phys. 2017. V. 17. № 14. P. 8681–8723.
https://doi.org/10.5194/acp-17-8681-2017, 2017

National Pollutant Inventory, “Emission Estimation Technique Manual for Explosives Detonation and Firing Ranges”. Environment Australia. 1999. P. 12.

Patra A.K., Gautam G., Kumar P. Emissions and human health impact of particulate matter from surface mining operation – A review // Environ. Technol. Innovation. 2016. V. 5. P. 233–249.

Rosen H., Novakov T., Bodhaine B.A. Soot in the Arctic // Atmospheric Environment. 1981. V. 15. № 8. P. 1371–1374. https://doi.org/10.1016/0004-6981(81)90343-7

Rout T.K., Masto R.E., Padhy P.K. et al. Heavy metals in dusts from commercial and residential areas of Jharia coal mining town // Environ Earth Sci. 2015. V. 73. P. 347–359. https://doi.org/10.1007/s12665-014-3429-9

Silva J., Worsey T., Lusk B. Practical assessment of rock damage due to blasting // Int. J. Min. Sci. Technol. 2019. V. 29. № 3. P. 379–385.

Satheesh S.K., Moorthy K.K. Radiative effects of natural aerosols: A review // Atmos. Environ. 2005. V. 39. P. 2089–2110.

U. S. Environmental Protection Agency, "Review of Surface Coal Mining Emission Factors", Emission Factor and Inventory Group, Research Triangle Park. NC 27711. July 1991.

U. S. Environmental Protection Agency, "Revision of Emission Factors for AP-42", Section 11.9, Emission Factor and Inventory Group, Research Triangle Park, NC 27711. September 1998.

Wang R. Global Black Carbon Emissions from Motor Vehicles. Global Emission Inventory and Atmospheric Transport of Black Carbon. Springer. Berlin, Heidelberg. 2015. P. 87–99.

Zhang Z.X. Rock Fracture and Blasting. Theory and Applications. Elsevier. 2016. 528 p.

Microparticles in the Atmosphere From Lithospheric Sources of Technogenic Origin

V. V. Adushkin[a], * and S. P. Soloviev[a], **

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

**e-mail: adushkin@idg.chph.ras.ru*

***e-mail: soloviev@idg.chph.ras.ru*

There is a brief overview of technogenic sources of microparticles associated with the extraction of mineral raw materials and fuel from the lithosphere. The overview focuses on the emissions of rock particles during the open-pit mining process. Assessments of microparticle emission into the surface layer of the atmosphere are obtained using the example of coal mining. The analysis was carried out on the basis of data on dust emission during various technological operations in mining activities and their total volume. The obtained assessments of microparticle emissions from open-pit coal mining in the world should be taken into account when analyzing the total aerosol balance of the atmosphere in the technogenic sources section, since these assessments are very close to the mass of emissions from motor vehicles and exceed the emissions of aviation and marine fleet. The dynamics of microparticle emission assessments from coal mining in the world for the period from 2010 to 2019 show that emissions increased by about 12% compared to 2010 – this also corresponds to the growth of global open-pit coal mining.

Keywords: microparticles in the atmosphere, open-pit mining, mass industrial explosions, geoecology

ФИЗИКА ЗЕМЛИ, 2021, № 5, с. 133–145

УДК 550.311

ЭФФЕКТЫ УДАРНОЙ ВОЛНЫ, ГЕНЕРИРУЕМОЙ НА ПОВЕРХНОСТИ ЗЕМЛИ ПРИ ПАДЕНИИ КОСМИЧЕСКИХ ТЕЛ РАЗМЕРОМ ОТ 20 м ДО 3 км

© 2021 г. Д. О. Глазачев[1, *], О. П. Попова[1, **], Е. Д. Подобная[1, *], Н. А. Артемьева[1, ****], В. В. Шувалов[1, *****], В. В. Светцов[1, ******]**

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

**E-mail: GlazachevD@gmail.com*

***E-mail: olga@idg.chph.ras.ru*

****E-mail: epodobnaya@gmail.com*

*****E-mail: natalia.artemeva@gmail.com*

******E-mail: valeryvshuvalov@gmail.com*

*******E-mail: svettsov07@rambler.ru*

Поступила в редакцию 19.02.2021 г.
После доработки 28.03.2021 г.
Принята к публикации 01.04.2021 г.

Разрушения на поверхности Земли, вызываемые ударной волной, являются одним из наиболее важных и опасных последствий падений астероидов и комет. Избыточное давление и скорость ветра за фронтом ударной волны, приводящие к тем или иным опасным последствиям, могут быть оценены на основе специально разработанных моделей взаимодействия космических объектов с атмосферой и поверхностью Земли. Ударная волна является также причиной сейсмических эффектов, но в данной работе рассматривается только прямое действие ударной волны. Систематическое численное моделирование взаимодействия космических объектов с атмосферой было ранее проведено для большого количества различных сценариев в рамках гидродинамической модели. Анализ результатов этого моделирования позволяет предложить аппроксимационные соотношения, которые дают возможность оценить избыточное давление, скорость ветра за ударной волной и их распределение на поверхности, если известны параметры импактора, его скорость и угол наклона траектории. Эти соотношения учитывают пространственную неоднородность распределения избыточного давления на поверхности Земли. Полученные соотношения подобия были протестированы на данных Челябинского и Тунгусского событий, и было показано хорошее соответствие с данными разрушений. Полученные аппроксимационные соотношения используются в интернет-калькуляторе (http://www.AsteroidHazard.pro), позволяющем быстро и достаточно точно оценивать различные эффекты падений.

Ключевые слова: космические тела, ударная волна, аппроксимационные соотношения, численное моделирование.

DOI: 10.31857/S0002333721050057

ВВЕДЕНИЕ

Земля постоянно сталкивается с космическими телами, однако размеры большинства тел слишком малы для возникновения опасных эффектов. Небольшие объекты – метеороиды с размером от микроскопической пылинки до 1 м, как правило, разрушаются и сгорают в атмосфере. Фрагменты наиболее крупных из них могут достигать поверхности как метеориты, но опасности для людей они не несут. При падении большей части тел с размерами 1–10 м атмосфера Земли все еще является хорошей защитой, хотя железные объекты такого (и даже меньшего) размера долетают до поверхности и вызывают образование кратеров и кратерных полей таких, как, например, Сихоте-Алинский железный дождь [Krinov, 1971; Nemtchinov, Popova, 1997] или метеорит Мораско [Bronikowska et al., 2017].

С увеличением размера космические объекты становятся гораздо более опасными. Они способны причинить значительный ущерб, что и показало падение 19-метрового Челябинского астероида [Popova et al., 2013; Brown et al., 2013]. Челябинское событие вызвало массовые повреждения в жилых домах и общественных зданиях, за медицинской помощью только официально обрати-

лось более 1600 человек, финансовые затраты на восстановление разрушенной инфраструктуры были оценены в 1 млрд рублей [Акимов и др., 2015; Kartashova et al., 2018]. Удары тел типа Челябинского (и крупнее) случаются не каждый год, однако такие падения невозможно предсказать заранее. Кроме этого, для надежной оценки последствий возможного удара необходимо проводить довольно сложные и времязатратные расчеты, причем нужно как можно точнее определить параметры космического тела, траекторию и скорость входа. Такие параметры, как правило, наиболее точно определяются лишь в последний момент (перед входом в атмосферу), когда на проведение детальных расчетов уже нет времени. Учитывая сложность и трудоемкость оценки последствий через непосредственное моделирование взаимодействия метеороида с атмосферой и поверхностью Земли, представляется актуальной и важной возможность простой быстрой оценки поражающих факторов, на основе предварительно подготовленной (рассчитанной) сетки моделей последствий. Быструю оценку можно получить по аппроксимационным формулам, построенным по данным моделей. В данной работе представлены результаты расчетов такой сетки и приведены аппроксимационные формулы.

Одним из наиболее важных и опасных последствий падений астероидов и комет являются разрушения на поверхности Земли, вызываемые ударной волной в нижних слоях атмосферы. Например, в случае Челябинского события 15.02.2013 г. именно избыточное давление в ударной волне было главным поражающим фактором. Кроме того, ударная волна, распространяясь в атмосфере, доходит до Земли и порождает сейсмические волны аналогично сосредоточенному воздушному взрыву [Svetsov et al., 2017; Хазинс и др., 2018]. Но в данной работе рассматривается только прямое действие ударной волны. Избыточное давление и скорость ветра за фронтом ударной волны, приводящие к тем или иным опасным последствиям, могут быть оценены на основе реальных данных о ядерных взрывах [Collins et al., 2005; 2017] или на основе специально разработанных моделей взаимодействия космических объектов с атмосферой и поверхностью Земли [Shuvalov et al., 2013].

МОДЕЛЬ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ КОСМИЧЕСКИХ ТЕЛ С АТМОСФЕРОЙ И ПОВЕРХНОСТЬЮ ЗЕМЛИ

Моделирование процессов, сопровождающих падение космического тела на Землю, проводилось в два этапа. На первом этапе моделировалось движение метеороида в атмосфере с учетом его деформации, торможения, разрушения и испарения [Shuvalov, Artemieva, 2002; Shuvalov, Trubetskaya, 2007; Shuvalov et al., 2013; 2017a; 2017b]. Падающее тело предполагается квазижидким (с нулевой прочностью), а его деформация под действием аэродинамической нагрузки описывается уравнениями гидродинамики. Заметная деформация метеороидов размером больше нескольких десятков метров начинается на высотах (около 30–40 км), где аэродинамические нагрузки значительно превышают прочность падающих тел, и поэтому можно считать, что деформируемое тело в начале процесса деформации уже полностью разрушено [Svetsov et al., 1995]. Кроме того, многие крупные астероиды изначально представляют собой сильно разрушенные объекты типа кучи щебня (*rubble-pile asteroids*) с низкой прочностью [Sánchez, Scheeres, 2014].

Полностью разрушенное тело не вполне эквивалентно жидкому из-за присутствия внутреннего трения. Наличие внутреннего трения (касательных напряжений, пропорциональных давлению) может повлиять на характер деформации разрушенного метеороида, в частности, замедлить фрагментацию и торможение метеороида [Ivanov et al., 1997]. Влияние внутреннего трения и акустической флюидизации было рассмотрено в работе [Шувалов, Трубецкая, 2010]. При использовании жидкостной модели нужно иметь в виду, что реальная высота торможения метеороида может оказаться на несколько километров меньше, чем полученная в расчетах по жидкостной модели, что приведет к некоторому увеличению максимального избыточного давления.

Моделирование на первом этапе проводилось в двумерном приближении в системе координат, связанной с падающим телом, которое обдувается воздухом. Плотность воздуха в набегающем потоке изменяется в соответствии со стратификацией атмосферы, а скорость потока равна скорости тела. При торможении тела скорость набегающего потока соответственно уменьшается. Для моделирования переноса излучения в метеорных парах и воздухе в процессе полета и разрушения метеороида применялось приближение лучистой теплопроводности. Росселандовы пробеги излучения для воздуха при типичных температурах за фронтом головной ударной волны (1–5 эВ) не превышают 1 м на высотах ниже 30–40 км [Авилова и др., 1970], поэтому это приближение вполне применимо для крупных метеороидов. Излучение, падающее на тело, приводит к его испарению. Давление поступающих паров считается равным давлению газа вблизи поверхности тела, а температура и плотность паров определяются из кривой фазового равновесия. Расчеты первого этапа заканчивались, когда метеороид достигал поверхности Земли или терял свою начальную кинетическую энергию.

Полученные распределения газодинамических и термодинамических параметров использовались в качестве начальных данных для второго этапа расчетов, на котором в системе координат, связанной с поверхностью Земли, моделировалось образование кратера, взаимодействие продуктов выброса с атмосферой, распространение ударной волны в атмосфере Земли на большие расстояния [Artemieva, Shuvalov, 2019]. Оба этапа расчетов были реализованы с помощью численного комплекса SOVA [Shuvalov, 1999]. Независимо от угла наклона траектории на втором этапе решалась трехмерная задача. В трехмерной задаче перенос излучения учитывался в приближении лучистой теплопроводности на высотах до 80 км и в приближении объемного высвечивания при малых оптических толщинах на больших высотах.

В рамках этой модели были проведены серийные расчеты, рассматривались тела с размерами от 20 до 3000 м, входящие в атмосферу под углами от 15° до 90° со скоростями входа от 20 до 70 км/с, частично описанные в работе [Artemieva, Shuvalov, 2019]. Скорость и угол входа задавались в точке входа на высоте 100 км, угол отсчитывается от горизонтали. Всего было рассмотрено 39 вариантов для астероидов (с плотностью 3320 кг/м^3), 39 вариантов для комет (с плотностью 1000 кг/м^3) и 3 варианта для астероидов с меньшей плотностью (2650 кг/м^3). Кинетическая энергия импакторов лежит в диапазоне от 0.5 Мт ТНТ до 4.2 Тт ТНТ. В качестве примера на рис. 1 приведено распределение максимального избыточного давления ΔP на поверхности Земли ($\Delta P = P - P_0$, где P_0 – нормальное атмосферное давление в 1 атм).

Результатом моделирования является распределение максимального избыточного давления на поверхности Земли, учитывающее как падающую, так и отраженную волны. Дополнительных препятствий, которые могли бы быть источниками дополнительных отраженных волн, не вводилось, свойства подстилающей поверхности, которые могли бы повлиять на амплитуду отраженной волны, не учитывались. Результаты моделирования можно рассматривать как максимальную оценку вблизи эпицентра и минимальную на больших расстояниях (см. обсуждение в работе [Artemieva, Shuvalov, 2019]). В данной работе длительность воздействия избыточного давления не оценивалась.

Результаты серийного численного моделирования дали возможность построить аппроксимационные соотношения для избыточного давления и скорости ветра, зависящие только от параметров падающего тела и позволяющие быстро оценивать последствия падений.

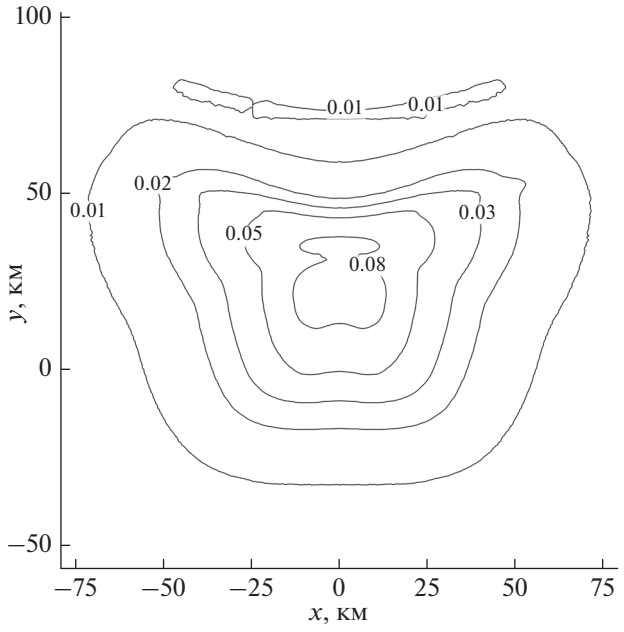


Рис. 1. Распределение максимального избыточного давления на поверхности, возникающее при падении 30-метрового астероида со скоростью 20 км/с под углом 45°. На изолиниях приведены значения избыточного давления ΔP в атмосферах. Центр координат расположен в точке пересечения траектории (без учета торможения) с поверхностью Земли, астероид летит сверху вниз.

ЭФФЕКТИВНАЯ ВЫСОТА ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ

В зависимости от размера объекта, материала импактора и угла наклона траектории к горизонту могут реализовываться различные сценарии входа в атмосферу.

Вхождение в атмосферу высокоскоростного космического тела можно классифицировать как “воздушный взрыв”, если основная часть энергии этого тела выделяется в атмосфере и основная масса тела не достигает поверхности (или достигает ее со скоростью намного меньшей, чем скорость входа), но возникающие ударные волны достаточно сильны, чтобы достичь поверхности Земли и вызвать те или иные повреждения [Shuvalov et al., 2013]. Воздушные взрывы характерны для вертикального входа астероидов размером менее 100 м и комет менее 150 м. Удары космических тел размером более 300 м, как правило, приводят к возникновению кратера. Уменьшение угла наклона траектории сдвигает эти границы к большим размерам. Например, комета диаметром 300 м при угле входа <30° теряет большую часть своей энергии в атмосфере, приводя к мощному воздушному взрыву, и не образует кратер. Возможны и промежуточные случаи, когда часть

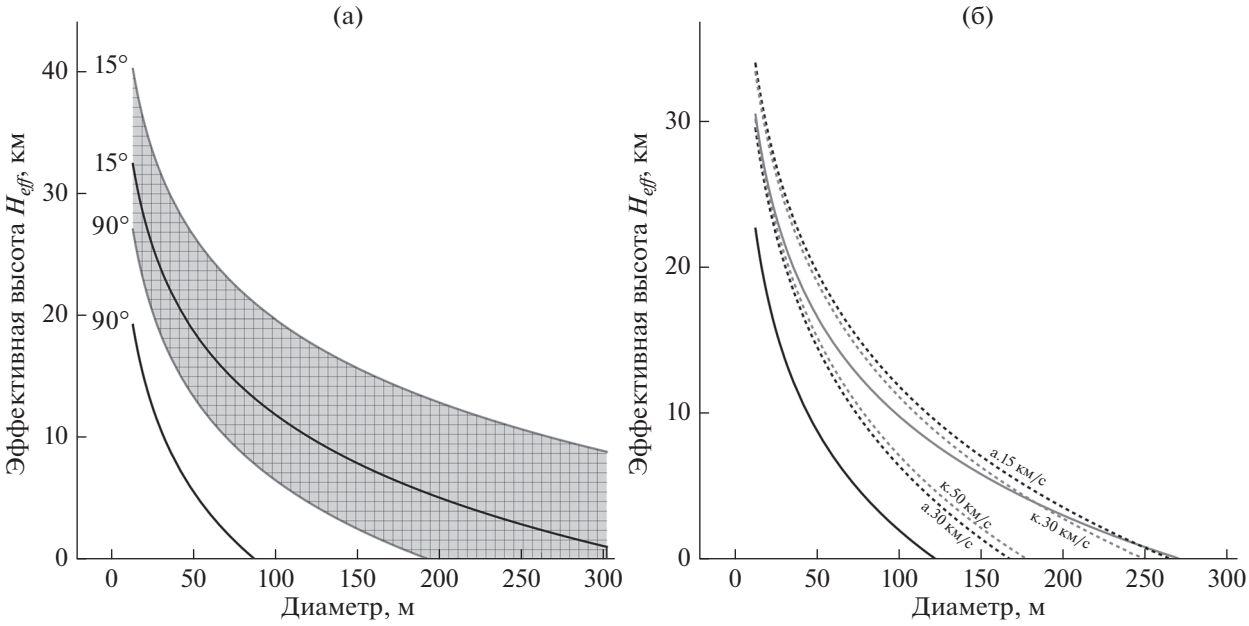


Рис. 2. (а) – Зависимость эффективной высоты H_{eff} от размера тела для астероидов (черные кривые) и комет (серые кривые, заштрихованная область) в широком диапазоне углов входа (от 15° до 90°); (б) – зависимость от размера тела для эффективной высоты H_{eff} для астероидов (черная кривая) и комет (серая кривая) при угле входа 45° (H_{eff} не зависит от скорости тела) и для высоты Z_b по работе [Collins et al., 2017] для астероидов со скоростями 15–30 км/с (черный пунктир, маркеры а.15, а.30 км/с) и комет со скоростями 30–50 км/с (серый пунктир, маркеры к.30, к.50 км/с).

энергии выделяется в атмосфере, но тем не менее энергии хватает и для образования кратера.

Эффективная высота H_{eff} – высота, на которой импактор теряет большую часть энергии и заметно тормозится, дает возможность определить границу между различными сценариям [Shuvalov et al., 2016]. В этой работе было показано, что в первом приближении избыточное давление в ударной волне от падающего космического тела можно оценить при помощи рассмотрения взрыва на высоте H_{eff}, энергия которого определяется энергией падающего тела. Конечно, такое приближение не дает возможность учесть пространственную неоднородность в распределении избыточного давления, которая оказывается существенной при входе космических тел в атмосферу под углами менее 60°.

Эффективная высота определяется как

$$H_{eff} = \left(H - 1.3H\ln\left(D\frac{\sin\alpha}{H}\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{2/3}\right)\right)\Big/1000, \quad (1)$$

где: H – характеристическая высота атмосферы (H = 7500 м); D – диаметр космического тела в метрах; ρ – его плотность; α – угол входа в атмосферу (на высоте 100 км); ρ_0 – плотность воздуха на уровне моря (1290 кг/м^3).

Если для выбранных характеристик импактора значение H_{eff} равно нулю, то можно считать, что это кратерообразующее событие; если $H_{eff} > 5$–7 км, то это событие типа метеорного взрыва; импакты с высотой энерговыделения от 0 до 5–7 км являются переходными случаями (как правило, при размерах $D \approx 100$–300 м). Стоит отметить, что выражение (1) для H_{eff} имеет точность порядка нескольких км [Shuvalov et al., 2016].

Зависимость имеет сложный характер, например, удар астероида с энергией 83 Мт ТНТ с D = 100 м, скоростью V = 20 км/с и углом входа $\alpha = 45°$ приводит к образованию кратера, а падение кометы с большей энергией в 307 Мт ТНТ с D = 100 м, V = 70 км/с и $\alpha = 30°$ является метеорным взрывом. Чем меньше угол входа, тем больший диаметр импактора требуется для образования кратера, эффективная высота для кометных тел выше, чем для астероидов с аналогичными параметрами (рис. 2а).

В широко известном интернет-калькуляторе для быстрой оценки последствий импактов Earth Impact Effects Program [Collins et al., 2005; 2017] также оценивается эффективная высота энерговыделения Z_b. В этом случае высота Z_b определяется на основе полуэмпирической модели разрушения объекта (*pancake* модели), описывающей поперечное расширение фрагментировавшего метеороида. Моделирование методом Монте-Карло при заданных распределениях по скоростям, углу входа, прочности и плотности космических тел дало возможность получить зависимость Z_b от энергии импактора [Collins et al.,

2017]. На рис. 2б приведено сравнение зависимостей Z_b и H_{eff} от размера тела при близких значениях других параметров. Для астероидов величина H_{eff} оказывается ниже, чем Z_b, для комет зависимости близки друг к другу.

СТЕПЕННОЙ ЗАКОН ДЛЯ АППРОКСИМАЦИИ ИЗБЫТОЧНОГО ДАВЛЕНИЯ

Распределения максимального избыточного давления ΔP (аналогичные представленному на рис. 1) для 81 варианта дают возможность для поиска простых аппроксимационных зависимостей. Все имеющиеся распределения максимального давления за фронтом ударной волны ΔP были переинтерполированы на равномерную сетку в полярных координатах, был определен центр и усредненные профили распределений. Эти профили использовались для поиска аппроксимаций.

Исследуемые распределения максимального избыточного давления имеют большой разброс значений. Например, для небольшого импактора (20–30 м в диаметре) максимальное избыточное давление не превышает 2.5% от нормального давления атмосферы и составляет всего 0.025 атм, в то время как для километровых тел значения ΔP могут превышать несколько тысяч атмосфер [Artemieva, Shuvalov, 2019]. Действительно, интересующая нас область, где требуется наиболее точное описание избыточного давления, лежит в области от 0.005 (примерный порог разрушения остекления [Gi et al., 2018]) до примерно 6–10 атм, при которых происходит разрушение мостов, груженых железнодорожных вагонов [Glasstone, Dolan, 1977]. Разрушение стен из бетонных блоков и кирпича (толщиной 24–36 см) происходит при избыточном давлении $\Delta P \sim 0.2$–0.35 атм ($\Delta P = 20$–35 кПа). Детально описывать область избыточных давлений >100 атм не имеет смысла, это будут области полного разрушения. Поэтому при поиске аппроксимаций использовалась весовая функция, зависящая от максимума распределения и позволяющая обращать внимание прежде всего на диапазон избыточных давлений 0.005–100 атм. Отметим, что в большинстве расчетов избыточные давления ниже 0.1–0.05 атм определялись с невысокой точностью (до нескольких раз).

Следует отметить, что для метеорных взрывов максимальное значение избыточного давления на поверхности Земли наблюдается на некотором расстоянии Y_0 от точки пересечения траектории с поверхностью Земли (без учета торможения) (рис. 1). Для сдвига Y_0 ниже предложено аппроксимационное соотношение, но поиск зависимости для максимального избыточного давления проводился по центрированным распределениям с началом координат в точке максимального значения ΔP.

Аппроксимации для ΔP искались в виде степенного закона с учетом эффективной высоты энерговыделения H_{eff}:

$$\Delta P = \frac{a}{\left(\sqrt{r^2 + H_{eff}^2}\right)^p}, \qquad (2)$$

где: r – расстояние от центра распределения; H_{eff} – высота источника; p (*power*) – степень, характеризующая уменьшение величины ΔP с расстоянием; a – максимальная амплитуда.

Одновременный поиск параметров p и a может оказаться затруднителен в ряде случаев в силу разного характера переменных (степени и линейного множителя). При логарифмическом преобразовании зависимость приобретает линейный вид по параметрам p и $\lg a$:

$$\lg(\Delta P) = \lg a - 0.5p \lg\left(r^2 + H_{eff}^2\right). \qquad (3)$$

При определении оптимальных значений параметров (p, a) и $(p, \lg a)$ использовались две функции невязки, относительная невязка RD для решения в виде (2) для ΔP и абсолютная невязка AD для решения в виде (3) для $\lg(\Delta P)$:

$$RD = \sqrt{\frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n}\left(\frac{\Delta P_i - \Delta PM_i}{\Delta P_i}\right)^2}, \qquad (4)$$

$$AD = \sqrt{\frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n}\left(\lg(\Delta P_i) - \lg(\Delta PM_i)\right)^2}, \qquad (5)$$

где: ΔP_i – значение избыточного давления в точке i на усредненном профиле; ΔPM_i – приближенное значение в той же точке i, оцененное по модели с некоторыми параметрами. Минимумы обоих невязок указывают на близкие комбинации параметров. Можно отметить, что невязка AD обращает чуть большее "внимание" на область малых избыточных давлений на периферии распределения, а невязка RD – на область ближе к эпицентру распределения (область относительно больших значений избыточного давления).

На рис. 3а приведено поле невязки в координатах (p, a). Область минимума имеет вытянутый характер, т.е. можно получить очень хорошее (хотя и не идеальное) решение для несколько различающихся наборов параметров (p, a). При этом для некоторого зафиксированного значения степени p можно подобрать такой коэффициент a, при котором будет получаться хорошая аппроксимация усредненного профиля. Это дает возможность найти универсальный показатель степени p, одинаковый для всех вариантов, и позволяет значительно снизить сложность разрабатываемой аппроксимационной формулы.

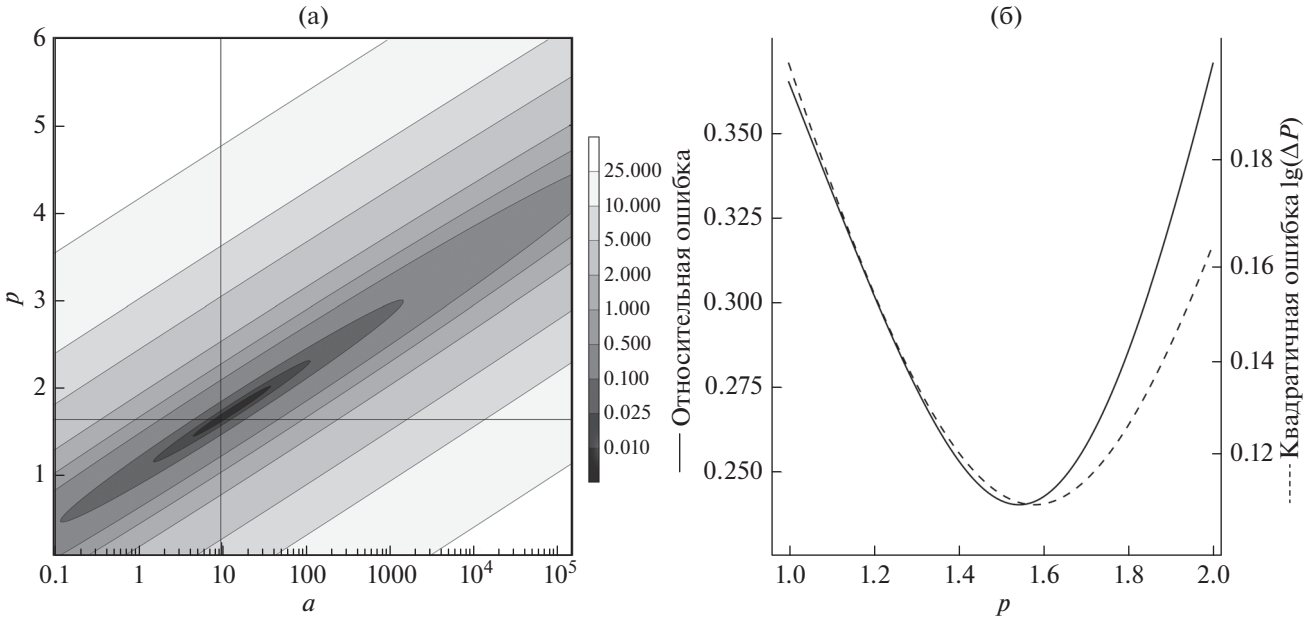


Рис. 3. (а) – Распределение абсолютной невязки lg(Δ*P*) для варианта 30-метрового астероида со скоростью 20 км/с, углом входа 45°, построенной при использовании весовой функции. Тонкая линия показывает параметры, при которых достигается минимум; (б) – оценка качества аппроксимации усредненного профиля избыточного давления в зависимости от степени *p* (выражение (2)). Сплошная кривая отображает изменение среднего (по всем вариантам) значения относительной невязки, пунктирная кривая отображает изменение среднего (по всем вариантам) значения абсолютной невязки lg(Δ*P*).

Для каждого значения параметра *p* (*power*) от 1 до 2 с шагом 0.01 оценивалось среднее значение невязки по всем вариантам распределений усредненного профиля избыточного давления (рис. 3б) и для оптимального для каждого варианта параметра *a*. Минимум невязки наблюдается при значении параметра $p = 1.56 \pm 0.02$. Это и есть оптимальная степень для описания избыточного давления как метеорных взрывов, так и кратерообразующих ударов. Такое изменение величины с расстоянием занимает промежуточное положение между падением давления с расстоянием от линейного ($p = 1$) или точечного источников ($p = 2$), что кажется достаточно разумным, поскольку сложный характер энерговыделения при импакте представляет собой нечто среднее между точечным и линейным взрывами.

Комбинация параметров ударника в различных степенях рассматривалась как вероятная зависимость для каждого исследуемого параметра, например, для значения коэффициента *a*, позволяющего описывать все рассчитанные варианты, для сдвига Y_0, для параметра эллиптичности (см. далее) и других необходимых величин. Угол входа был включен через тригонометрическую функцию. В некоторых случаях использовалась логарифмическая функция кинетической энергии. Коэффициенты и показатели степени для этих комбинаций были оценены путем минимизации функции невязки для всех имеющихся расчетных вариантов или для отдельных групп вариантов, например, метеорные взрывы и кратерообразующие варианты, астероидные тела и кометные могли рассматриваться как отдельные однородные группы. Окончательный выбор между зависимостями был сделан с учетом ошибки подбора (минимальное значение функции неопределенности) и простоты.

АППРОКСИМАЦИОННЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Построенные аппроксимационные соотношения для распределения максимального избыточного давления зависят только от параметров ударника, которые включают его диаметр *D* (м), скорость *V* (км/с), угол входа α к горизонту (градусы) и плотность ρ (кг/м^3). Аппроксимации основаны на численных результатах для комет и астероидов с заданными плотностями, поэтому для ударников с другими плотностями используется линейная интерполяция по плотности.

Общая формула для всех тел как выделяющих свою энергию в атмосфере, так и кратерообразующих ударов можно записать в виде:

$$\Delta P = El \times 10^5 \times 0.14 E_{kt}^{0.43} \times \times \left(\frac{1}{1000 \times \sqrt{H_{eff}^2 + (y - Y_0)^2 + x^2}} \right)^{1.56}, \quad (6)$$

где: ΔP – максимальное избыточное давление в атм; E_{kt} – кинетическая энергия импактора в кт ТНТ; El – параметр эллиптичности, определяющий пространственную (в плоскости x–y) неоднородность распределения избыточного давления (см. уточнение понятия El ниже в тексте). Расстояние по оси y (вдоль траектории полета) между центром распределения и началом координат (которое находится в номинальной точке пересечения траектории с поверхностью Земли без торможения) Y_0 актуально только для случаев метеорного взрыва. Для кратерообразующих ударов центр распределения совпадает с центром кратера и точкой пересечения траектории с поверхностью Земли, т.к. такие тела почти не тормозятся.

Соотношение для Y_0 зависит от плотности импактора и растет с увеличением эффективной высоты и уменьшением угла входа:

$$Y_0 = \begin{cases} 0.57 H_{eff}^{1.3} (\mathrm{ctg}\,\alpha)^{0.71}, & \rho = 1000 \ \text{кг/м}^3 \\ 0.69 H_{eff}^{1.3} (\mathrm{ctg}\,\alpha)^{0.71}, & \rho = 3320 \ \text{кг/м}^3 \end{cases}. \quad (7)$$

Разница между приближением (7) и результатами численного моделирования в среднем составляет около 2 км, большие значения могут наблюдаться в случае малых углов входа α.

Эллиптичность El описывает гетерогенность распределения избыточного давления. Она является поправкой, превращающей круговую симметрию в эллиптическую для двух полупространств. Поля распределений обладают симметрией в областях до и после точки максимального энерговыделения. Введение El позволяет увеличить или уменьшить оценку избыточного давления в точке пространства, тем самым пододвигая или отдаляя изолинию постоянного уровня к или от точки центра распределения.

Область под траекторией (до точки максимального энерговыделения) контролируется параметром El_b ($0 < \varphi < \pi$), а область вперед по направлению траектории после точки максимального энерговыделения контролируется параметром El_f ($-\pi < \varphi < 0$), где φ полярный угол ($\phi = \mathrm{arctg}(y/x)$):

$$El_b = \frac{nb}{\sqrt{n^2 \sin[\phi]^2 + \mathrm{b}^2 \cos[\phi]^2}}, \qquad El_f = \frac{nf}{\sqrt{n^2 \sin[\phi]^2 + f^2 \cos[\phi]^2}}. \quad (8)$$

Для кратерообразующих ударов и метеорных взрывов соотношения получались отдельно. Коэффициенты n, b и f, входящие в уравнение (8), для случаев метеорных взрывов обозначаются индексом "ab" и имеют следующий вид:

$$n_{ab} = 1 - 0.002 H_{eff}^{1.16} (\cos\alpha)^{2.7} \ln(E_{kt}), \quad (9)$$

$$b_{ab} = \begin{cases} 0.19 D^{0.4} (\sin\alpha)^{0.32}, & \rho = 1000 \ \text{кг/м}^3 \\ 0.39 V^{0.26} (\sin\alpha)^{0.26}, & \rho = 3320 \ \text{кг/м}^3 \end{cases}, \quad (10)$$

$$f_{ab} = \begin{cases} 0.5 D^{0.1}, & \rho = 1000 \ \text{кг/м}^3 \\ 0.23 + 0.25 H_{\mathrm{eff}}^{0.37} (\sin\alpha)^{0.52}, & \rho = 3320 \ \text{кг/м}^3 \end{cases}. \quad (11)$$

Для кратерообразующих ударов коэффициенты n, b и f обозначаются индексом "c" и имеют следующий вид:

$$n_c = \begin{cases} 1.1 (\sin\alpha)^{-0.34}, & \rho = 1000 \ \text{кг/м}^3 \\ 0.56 (\sin\alpha)^{-0.27}, & \rho = 3320 \ \text{кг/м}^3 \end{cases}, \quad (12)$$

$$b_c = \begin{cases} 1.7 (\sin\alpha)^{-0.54}, & \rho = 1000 \ \text{кг/м}^3 \\ 0.84 (\sin\alpha)^{-1.2}, & \rho = 3320 \ \text{кг/м}^3 \end{cases}, \quad (13)$$

$$f_c = \begin{cases} 0.65 + 0.064 (\sin\alpha)^{-2.8}, & \rho = 1000 \ \text{кг/м}^3 \\ 0.44 + 0.0083 (\sin\alpha)^{-3.8}, & \rho = 3320 \ \text{кг/м}^3 \end{cases}. \quad (14)$$

Стоит отметить наличие некоторых недостатков в соотношениях. Например, для вертикального удара не получится круговой симметрии, и описываемые параметры выглядят не одинаково. Процесс их получения был следующим. Составлялся список из параметров основных ударов (плотность ρ, диаметр D, скорость V, кроме угла входа α) и их производных характеристик (кинетическая энергия E_{kt} и ее логарифм, эффективная высота H_{eff}). Угол входа α был представлен набором тригонометрических функций. Далее методом перебора рассматривались все возможные комбинации этих параметров в некоторых степенях, с прибавлением констант. Эти параметры подбирались так, чтобы минимизировать относительную невязку на всем поле распределения избыточного давления. Таким образом, соотношения El также несут в себе общую поправку на аппроксимацию среднего профиля распределения для каждого конкретного варианта, а не только его пространственную неоднородность. Эта процедура применялась как в полной выборке всех вариантов метеорных взрывов и кратерообразующих ударов, но также и только для комет, только астероидов и специфических выборок по диапазонам H_{eff} (равные 0 км, от 0–5 км, больше 5 км, больше 10 км). Из отсортированных по значению ошибок всех этих тестов выбирались наиболее простые и лучше всего описывающие поля комбинации. Можно видеть, что разделение на группы по плотности космического тела оказалось самым лучшим.

На рис. 4 показано сравнение распределений максимального избыточного давления ΔP для 30-метрового астероида со скоростью 20 км/с, углом входа 45°, полученных по аппроксимации (6) и в результате численного моделирования.

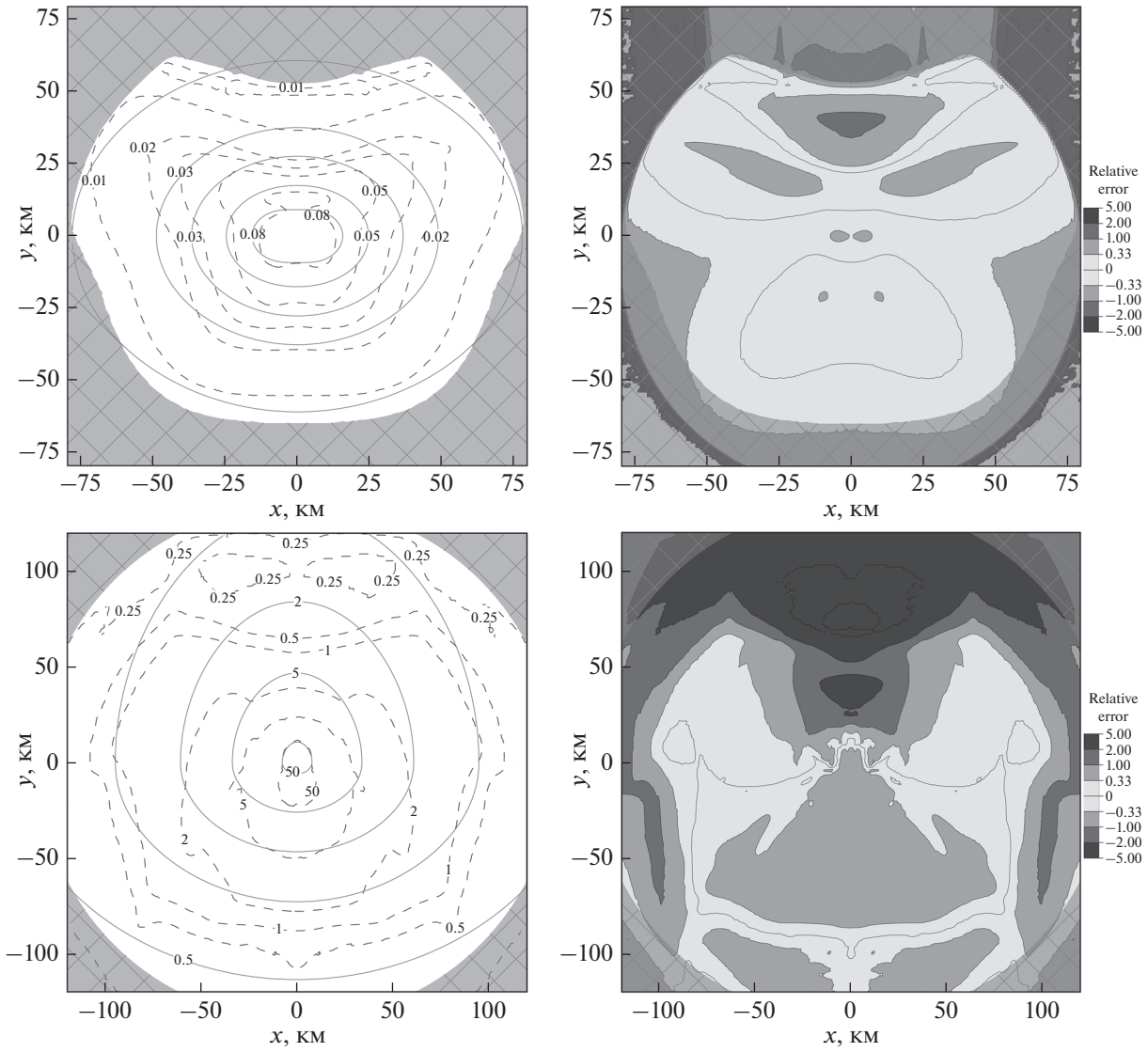


Рис. 4. Распределение максимального избыточного давления ΔP для 30-м астероида со скоростью 20 км/с, углом входа 45° (верхняя левая панель) и для 1-км кометы со скоростью 50 км/с, углом входа 45° (нижняя левая панель). Траектория направлена сверху вниз. Центр находится в точке максимального энерговыделения. Серая область с косой сеткой обозначает область низкого избыточного давления, точность расчета которого не высока. На рис. (слева) – метки соответствуют значениям ΔP, пунктирные кривые с черными курсивными метками соответствуют результатам численного моделирования, сплошные контуры с серыми метками – распределение ΔP по аппроксимационному соотношению (6); (справа) – распределение относительных ошибок.

Численное моделирование и аппроксимационные соотношения оценивают избыточное давление как 0.01–0.1 во всей области. Соответствующие относительные погрешности в большей части рассматриваемой области не превышают 33%, в небольшой части области достигают 100% и лишь на небольших участках вблизи траектории, в области низких значений, оказывается немного хуже.

Для кратерообразующего удара 1-км кометы соответствующие распределения приведены в нижнем ряду рис. 4. Как и для случая метеорного взрыва в большей части области различие в давлениях не превышает 100%, хуже всего описывается область относительно невысоких давлений под траекторией, где ошибка достигает 800%. В целом аппроксимация (6) удовлетворительно описывает результаты численного моделирования. С учетом приближений, принятых в расчетной модели, и неопределенности информации об ударнике, такая точность кажется приемлемой.

В упоминавшемся ранее интернет-калькуляторе [Collins et al., 2005; 2017] используются аппроксимации избыточного давления, построен-

ные по результатам ядерных испытаний. Предложенное в работе [Collins et al., 2017] соотношение для метеорных взрывов выглядит следующим образом:

$$p(r) = 3.14\times10^{11}\times\left(r^2+Z_b^2\right)^{-\frac{2.6}{2}}+\left(r^2+Z_b^2\right)^{-\frac{1.13}{2}}, \quad (15)$$
$$r^2 = x^2 + y^2,$$

где: $p(r)$ – избыточное давление (Па); r – радиус на поверхности в метрах; Z_b – эффективная высота в метрах; оба значения (r, Z_b) нормированы на корень кубический из кинетической энергии ($E_{kt}^{1/3}$).

Сравнение предсказываемых значений по уравнению (15) и результатов численного моделирования приведено на рис. 5. В качестве эффективной высоты Z_b использовалось модальное значение ($Z_{b\ 50\%}$), приведенное в работе [Collins et al., 2017]. Для воздушного взрыва (верхний ряд рис. 5) предложенное соотношение (15) дает удовлетворительное описание, на большей части распределения относительная ошибка не превышает 100%, область с ошибкой менее 30% оказывается меньше, чем на рис. 4, вероятно из-за отсутствия пространственной неоднородности в выражении (15), предполагающем сферическую симметрию. Следует отметить, что для метеорных взрывов калькулятор *Impact Earth* выдает диапазон значений давления (различающихся в 2 раза) в центральной области с учетом неопределенности в величине Z_b. Для данного набора параметров ударника (D, V, α, ρ) нижняя граница диапазона давлений близка к приведенной нами оценке и удовлетворительно описывает результаты численного моделирования, верхняя граница диапазона приводит к заметному росту погрешностей в центральной области.

Для кратерообразующих ударов соотношения, предложенные в работе [Collins et al., 2005], не модифицировались и по-прежнему используются в калькуляторе. Сравнение результатов для удара 1-км кометы с результатами численного моделирования приведено на рис. 5 в нижнем ряду. Ошибки в оценках выше и составляют 33–100% для области вперед по траектории, а в области под траекторией значительно выше – до 5 раз и выше.

В работе [Collins et al., 2017] и в (15) используется двухкомпонентная зависимость для избыточного давления от расстояния. В ближней зоне $\Delta P \sim E_{kt}^{0.86}/r^{2.6}$, а на больших расстояниях $\Delta P \sim E_{kt}^{0.37}/r^{1.13}$. Для точечного источника формула Садовского предлагает трехкомпонентную зависимость, которую можно свести к виду:

$$\Delta P \sim \frac{AE_{kt}}{r^3}+\frac{BE_{kt}^{0.66}}{r^2}+\frac{CE_{kt}^{0.33}}{r}, \quad (16)$$

где A, B и C – некоторые константы. Первая компонента, описываемая с помощью коэффициента A, имеет значение только в центральной области высоких избыточных давлений, где наша зависимость (6) не применима из-за выбранной весовой функции. Наша зависимость избыточного давления от кинетической энергии в степени 0.43 $\left(\Delta P \sim E_{kt}^{0.43}/r^{1.56}\right)$ занимает промежуточное положение между двумя компонентами уравнения (15) и компонентами, описываемыми коэффициентами B и C в уравнении (16) как по степени энергии, так и по степени расстояния.

Для цилиндрического источника выражение для избыточного давления предложено в работе [Цикулин, 1969]. Оно имеет двухкомпонентный вид, и его можно свести к следующему виду:

$$\Delta P \sim \frac{G\,E_{kt}}{r^2}+\frac{FE_{kt}^{0.375}}{r^{0.75}}, \quad (17)$$

где G и F – некоторые константы. В исходное выражение входила энергия на единицу длины полета. В первом приближении можно считать, что длина основного энерговыделения пропорциональна характеристической высоте атмосферы H и, убрав ее в константы, выразить ΔP через кинетическую энергию (17). Наша зависимость (6) также занимает промежуточное положение между этими двумя компонентами (17) как по степени энергии, так и по степени расстояния.

К опасным факторам ударной волны относится не только избыточное давление, но и скорость ветра за фронтом. Уровень избыточного давления и скорость ветра за фронтом ударной волны связаны уравнениями Гюгонио. Следовательно, распределение максимальной массовой скорости ветра может быть получено из распределения избыточного давления:

$$V_{\max} = \frac{330}{\gamma}\frac{\Delta P}{P_0}\left(1+\frac{\gamma+1}{2\gamma}\frac{\Delta P}{P_0}\right)^{-1/2}, \quad (18)$$

где $\gamma = 1.4$ – показатель адиабаты.

Распределения ветра, полученные по этой формуле с использованием выражения (6), сравнивались с численными расчетами, в которых определялась максимальная горизонтальная составляющая скорости. Значительными можно считать скорости ветра в диапазоне от 20 м/с (начинают падать сухие ветки с деревьев), в этом диапазоне средняя относительная ошибка нашей модели (18) составляет около 2–4.

Строго говоря, формула (18) хорошо работает на больших расстояниях, где фронт ударной волны становится вертикальным. Особенно большую погрешность формула (18) дает в зоне “телеграфного леса” для воздушных взрывов, где почти все деревья остаются стоять вертикально с оторванными кронами, в этой области скорость

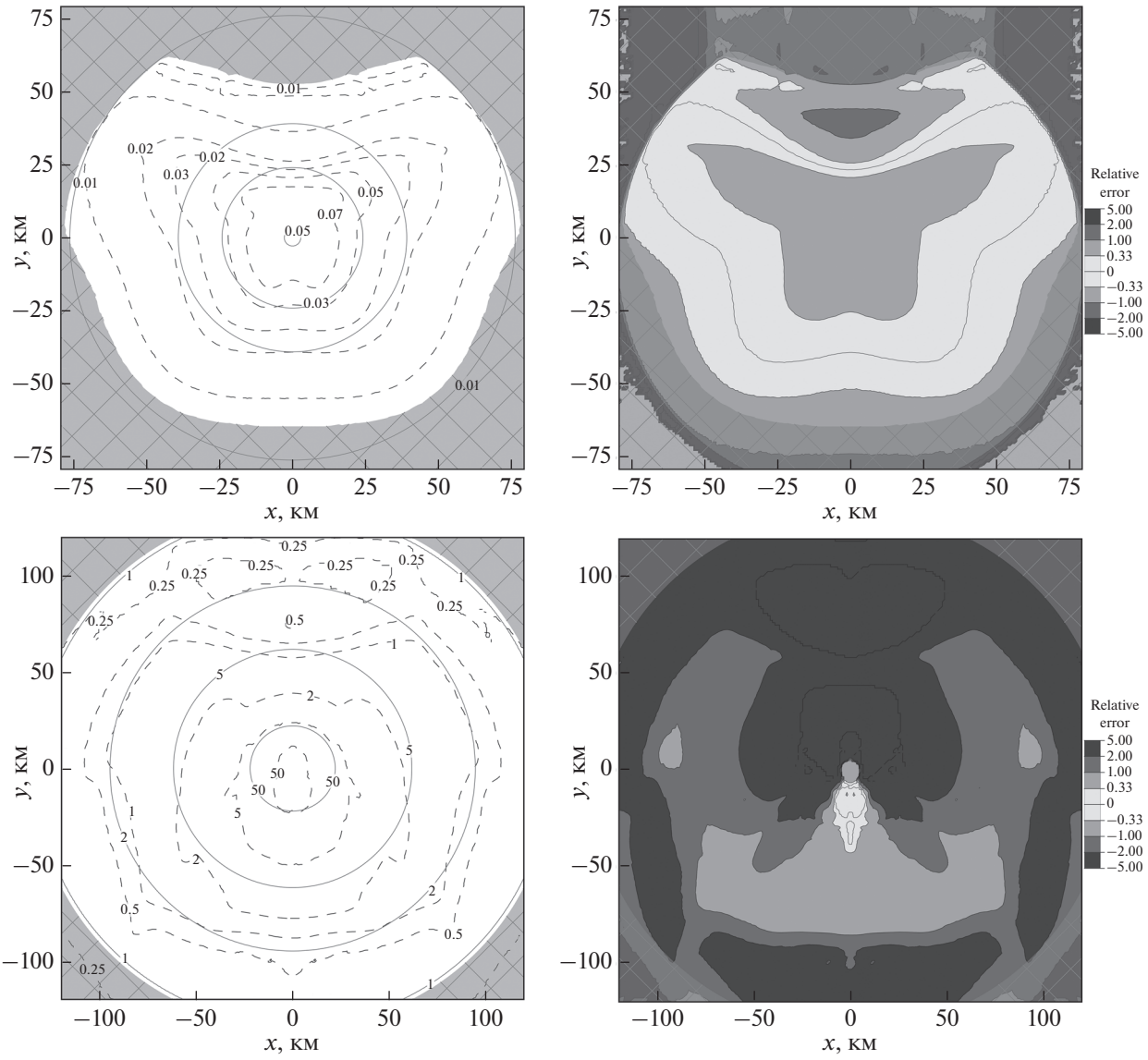


Рис. 5. Распределение максимального избыточного давления ΔP для 30-м астероида со скоростью 20 км/с, углом входа 45° (верхняя левая панель) и для 1-км кометы со скоростью 50 км/с, углом входа 45° (нижняя левая панель). Траектория направлена сверху вниз. Центр находится в точке максимального энерговыделения. Серая область с косой сеткой обозначает область низкого избыточного давления, точность расчета которого невысока. На рис. (слева) – метки соответствуют значениям ΔP, пунктирные кривые с черными курсивными метками соответствуют результатам численного моделирования; сплошные контуры с серыми метками – распределение ΔP по аппроксимационному соотношению (15) из работы [Collins et al., 2017] для верхнего ряда и по работе [Collins et al., 2005] для нижнего ряда; (справа) – распределение относительных ошибок.

газа за фронтом ударной волны направлена почти вертикально. Аппроксимационные соотношения были применены к двум наиболее известным событиям – Челябинскому астероиду 2013 г. (рис. 6) и Тунгусскому событию 1908 г. Максимальное избыточное давление составляет около 0.03 атм (3 кПа) для Челябинска и 0.3 атм (30 кПа) для Тунгуски.

Сравнение полученных распределений избыточного давления для астероида Челябинск с данными о разрушениях и травмах показывает неплохое согласие [Kartashova et al., 2018]. Сравнение результатов численного моделирования [Shuvalov et al., 2017b] с оценками масштабных соотношений приведено на рис. 6 и демонстрирует хорошее согласие. Следует отметить, что моделируемые области, полученные с помощью аппроксимационного соотношения (6), уже в направлении, перпендикулярном траектории, чем полученные с помощью численного моделирования. Это показатель того, что параметр *El* недооценен для косых ударов относительно небольших тел.

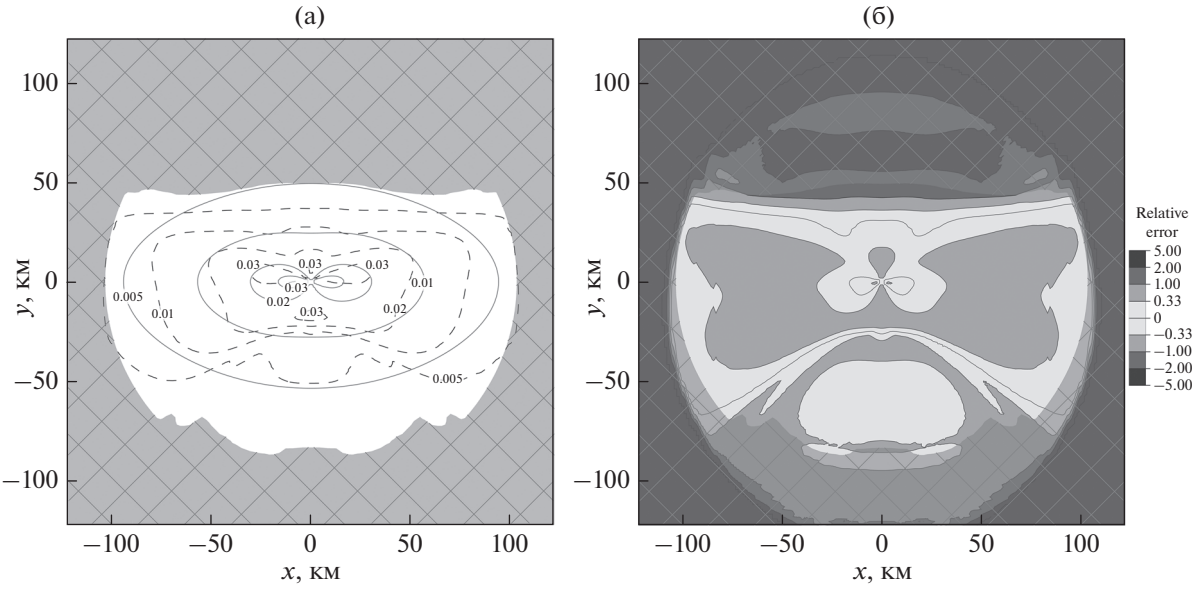


Рис. 6. Распределение максимального избыточного давления ΔP для Челябинского астероида ($D = 19$ м, $V = 19$ км/с, $\alpha = 18°$). Траектория направлена сверху вниз. Центр находится в проекции на плоскость (x–y) точки максимального энерговыделения. Серая область с косой сеткой обозначает область низкого избыточного давления, точность расчета которого невысока. На рис. (слева) – метки соответствуют значениям ΔP (атм), пунктирные кривые с черными курсивными метками, соответствуют результатам численного моделирования; сплошные контуры с серыми метками – распределение ΔP по аппроксимационному соотношению (6); (справа) – распределение относительных ошибок.

Кроме того, значения относительного избыточного давления в этом случае низкие (на нижней границе значений относительного давления), и их точность ниже, чем в других случаях.

В случае Тунгусского события можно рассматривать широкий диапазон параметров импактора (т.е. кинетическая энергия от 10 до 15 Мт, плотность космического объекта от 1000 до 3320 кг/м^3; угол входа в диапазоне 20°–45° и диапазон скоростей 15–40 км/с). Сравнение результатов аппроксимации (6) с показаниями очевидцев демонстрирует удовлетворительное согласие: избыточные давления на расстояниях 300–400 км оказываются достаточными для повреждения остекления, что согласуется с недавно опубликованными данными о разбитых стеклах [Jenniskens et al., 2019].

КАЛЬКУЛЯТОР ЭФФЕКТОВ ПАДЕНИЙ КОСМИЧЕСКИХ ТЕЛ

В интернете доступны несколько веб-калькуляторов для оценки последствий импактов космических тел. Самым популярным из них является *ImpactEarth* (https://impact.ese.ic.ac.uk/ImpactEarth/), который подробно описан в работах [Collins et al., 2005; 2017]. Как уже отмечалось выше, этот калькулятор основан на упрощенных моделях и данных о ядерных взрывах. Можно использовать оценки некоторых эффектов; другие оцениваются с существенными погрешностями, некоторые эффекты вообще не рассчитываются. Например, этот калькулятор не оценивает излучения, возникающего при пролете и разрушении космического тела в атмосфере. Другой калькулятор, доступный в интернете (http://simulator.down2earth.eu), фактически представляет собой тот же калькулятор.

Наш онлайн-калькулятор доступен на http://AsteroidHazard.pro и реализует представленные аппроксимационные соотношения для эффектов ударной волны, которые основаны на серийном численном моделировании падения космических тел. Помимо воздействия ударных волн, калькулятор также дает оценку радиационных эффектов [Svetsov, Shuvalov, 2018; 2019; Podobnaya et al., 2018], параметров образования кратеров и выбросов [Artemieva et al., 2019], сейсмических эффектов [Svetsov et al., 2017] и атмосферных возмущений в верхних слоях атмосферы [Shuvalov, Khazins, 2018].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ результатов численного моделирования падений космических тел в широком диапазоне их свойств позволил предложить простые соотношения, которые дают возможность оценивать избыточное давление в любой точке пространства на поверхности Земли для падающего тела с заданными свойствами и могут использоваться для прогнозирования последствий удара.

Предложенные соотношения зависят только от параметров импактора (размер, плотность, скорость и угол входа в атмосферу), не требуют длительных вычислений и представляют собой относительно простые алгебраические выражения.

Все аппроксимации, описанные выше, реализованы в онлайн-калькуляторе (http://AsteroidHazard.pro), который можно использовать для быстрой оценки опасных последствий. Кроме того, в калькуляторе возможен расчет других эффектов (тепловые потоки, размер кратера, выбросы из кратера, сейсмическое воздействие и ионосферные возмущения).

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарны рецензентам член-корр. РАН Б.М. Шустову и д-ру физ.-мат. наук Б.А. Иванову за внимательное прочтение работы и сделанные замечания.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследования выполнены в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования РФ (тема АААА-А17-117112350016-2, шифр темы 0146-2020-0002).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Авилова И.В., Биберман Л.М., Воробьев В.С., Замалин В.М., Кобзев Г.А., Лагарьков А.Н., Мнацаканян А.Х., Норман Г.Э. Оптические свойства горячего воздуха. М.: Наука. 1970. 320 с.

Акимов В.А., Глазачев Д.О., Емельяненко В.В., Краминцев А.П., Нароенков С.А., Попова О.П., Пучков В.А., Рыхлова Л.В., Савельев М.И., Светцов В.В., Трубецкая И.А., Шувалов В.В., Шугаров А.С., Шустов Б.М. Астероидно-кометная опасность: стратегия противодействия / Под общ. ред. Пучкова В.А. М.: ФГБУ ВНИИ ГОЧС (ФЦ). 2015. 272 с.

Садовский М.А. Механическое действие воздушных ударных волн по данным экспериментальных исследований // Физика взрыва. М. : АН СССР. 1952. № 1. С. 20–110.

Шувалов В.В., Трубецкая И.А. Влияние внутреннего трения на деформацию разрушенного метеороида // Астрономический вестник. 2010. Т. 44. № 2. С. 117–122.

Хазинс В.М., Шувалов В.В., Светцов В.В. Сейсмическая эффективность ударов космических тел // Астрономический вестник: Исследования Солнечной системы. 2018. Т. 52. № 6. С. 566–576.

Цикулин, М.А. Ударные волны при движении в атмосфере крупных метеоритных тел. М.: 1969. Наука. 86 с.

Artemieva N., Shuvalov V. Atmospheric shock waves after impacts of cosmic bodies up to 1000 m in diameter // Meteorit. Planet. Sci. 2019. V. 54. № 3. P. 592–608.

Artemieva N., Shuvalov V.V., Khazins V.M. Upper atmosphere effects after the entry of small cosmic bodies: Dust trains, plumes, and atmospheric disturbances // Icarus. 2019. V. 327. P. 60–71.

Bronikowska M., Artemieva N.A., Wünnemann K. Reconstruction of the Morasko meteoroid impact - Insight from numerical modeling // Meteoritics & Planetary Science. 2017. V. 52. № 8. P. 1704–1721.

Brown P.G., Assink J.D., Astiz L., Blaauw R., Boslough M.B., Borovička J., Brachet N., Brown D., Campbell-Brown M., Ceranna L., Cooke W., De Groot-Hedlin C., Drob D.P., Edwards W., Evers L.G., Garces M., Gill J., Hedlin M., Kingery A., Laske G., Le Pichon A., Mialle P., Moser D.E., Saffer A., Silber E., Smets P., Spalding R.E., Spurný P., Tagliaferri E., Uren D., Weryk R.J., Whitaker R., Krzeminski Z. A 500-kiloton airburst over Chelyabinsk and an enhanced hazard from small impactors // Nature. 2013. V. 503. № 7475. P. 238–241.

Collins G.S., Melosh H.J., Marcus R.A. Earth Impact Effects Program: A Web-based computer program for calculating the regional environmental consequences of a meteoroid impact on Earth // Meteorit. Planet. Sci. 2005. V. 40. № 6. P. 817–840.

Collins G.S., Lynch E., McAdam R., Davison T.M. A numerical assessment of simple airblast models of impact airbursts // Meteorit. Planet. Sci. 2017. V. 52. № 8. P. 1542–1560.

Gi N., Brown P., Aftosmis M. The frequency of window damage caused by bolide airbursts: A quarter century case study // Meteorit. Planet. Sci. 2018. V. 47. P. 1413–1431.

Glasstone S., Dolan P.J. The Effects of Nuclear Weapons. 3rd edition. Washington, D.C.: US Department of Defense. 1977. 653 p.

Ivanov B.A., Deniem D., Neukum G. Implementation of dynamic strength models into 2D hydrocodes: Applications for atmospheric break up and impact cratering // Int. J. Impact Eng. 1997. V. 20. P. 411–430.

Jenniskens P., Popova O.P., Glazachev D.O., Podobnaya E.D., Kartashova A.P. Tunguska eyewitness accounts, injuries, and casualties // Icarus. 2019. V. 327. P. 4–18.

Kartashova A.P., Popova O.P., Glazachev D.O., Jenniskens P., Emel'yanenko V.V., Podobnaya E.D., Skripnik A.Y. Study of injuries from the Chelyabinsk airburst event // Planet. Space Sci. 2018. V. 160. P. 107–114.

Krinov E.L. New Studies of the Sikhote-Alin Iron Meteorite Shower // Meteoritics. 1971. V. 6. № 3. P. 127–138.

Nemtchinov I.V., Popova O.P. An Analysis of the 1947 Sikhote-Alin Event and a Comparison with the Phenomenon of February 1, 1994 // Sol. Syst. Res. 1997. V. 31. № 5. P. 12.

Podobnaya E.D., Glazachev D.O., Popova O.P., Svetsov V.V., Shuvalov V.V. Scaling Relations for Radiation Effects due to Impacts of Large Cosmic Objects // Meteorit. Planet. Sci. 2018. V. 53. P. 6030.

Popova O.P., Jenniskens P., Emel'yanenko V., Kartashova A., Biryukov E., Khaibrakhmanov S., Shuvalov V., Rybnov Y., Dudorov A., Grokhovsky V.I., Badyukov D.D., Yin Q.Z., Gural P.S., Albers J., Granvik M., Evers L.G., Kuiper J., Kharlamov V., Solovyov A., Rusakov Y.S., Korotkiy S., Serdyuk I., Korochantsev A.V., Larionov M.Y., Glazachev D., Mayer A.E., Gisler G., Gladkovsky S.V., Wimpenny J., Sanborn M.E., Yamakawa A., Verosub K.L., Rowland D.J., Roeske S., Botto N.W., Friedrich J.M., Zolensky M.E., Le L., Ross D., Ziegler K., Nakamura T., Ahn I., Lee J.I., Zhou Q., Li X.H., Li Q.L., Liu Y., Tang G.Q., Hiroi T., Sears D., Weinstein I.A, Vokhmintsev A.S., Ishchenko A.V., Schmitt-Kopplin P., Hertkorn N., Nagao K., Haba M.K., Komatsu M., Mikouchi T. Chelyabinsk Airburst, Damage Assessment, Meteorite Re-

covery, and Characterization // Science. 2013. V. 342. № 6162. P. 1069–1073.

Sánchez P., Scheeres D.J. The strength of regolith and rubble pile asteroids // Meteorit. Planet. Sci. 2014. V. 49. № 5. P. 788–811.

Shuvalov V.V. Multi-dimensional hydrodynamic code SOVA for interfacial flows: Application to the thermal layer effect // Shock Waves. 1999. V. 9. № 6. P. 381–390.

Shuvalov V.V., Artemieva N.A. Numerical modeling of Tunguska-like impacts // Planet. Space Sci. 2002. V. 50. № 2. P. 81–192.

Shuvalov V.V., Trubetskaya I.A. Aerial bursts in the terrestrial atmosphere // Sol. Syst. Res. 2007. V. 41. № 3. P. 220–230.

Shuvalov V.V., Khazins V.M. Numerical Simulation of Ionospheric Disturbances Generated by the Chelyabinsk and Tunguska Space Body Impacts // Sol. Syst. Res. 2018. V. 52. № 2. P. 129–138.

Shuvalov V.V., Svettsov V.V., Trubetskaya I. A. An estimate for the size of the area of damage on the Earth's surface after impacts of 10–300-m asteroids // Solar System Research. 2013. V. 47. № 4. P. 260–267.

Shuvalov V.V., Popova O.P., Svettsov V.V., Trubetskaya I.A., Glazachev D.O. Determination of the Height of the "Meteoric Explosion" // Sol. Syst. Res. 2016. V. 50. № 1. P. 1–12.

Shuvalov V.V., Svettsov V.V., Artem'eva N.A., Trubetskaya I.A., Popova O.P., Glazachev D.O. Asteroid Apophis: Evaluating the impact hazards of such bodies // Sol. Syst. Res. 2017a. V. 51. № 1. P. 44–58.

Shuvalov V.V., Svetsov V.V., Popova O.P., Glazachev D.O. Numerical model of the Chelyabinsk meteoroid as a strengthless object // Planet. Space Sci. 2017b. V. 147. P. 38–47.

Svetsov V.V., Shuvalov V.V. Thermal radiation and luminous efficiency of superbolides // Earth Planet. Sci. Lett. 2018. V. 503. P. 10–16.

Svetsov V.V., Shuvalov V.V. Thermal radiation from impact plumes // Meteorit. Planet. Sci. 2019. V. 54. P. 126–141.

Svetsov V.V., Nemtchinov I.V., Teterev A.V. Disintegration of large meteoroids in Earth's atmosphere: Theoretical models // Icarus. 1995. V. 116. P. 131–153.

Svetsov V.V., Artemieva N.A., Shuvalov V.V. Seismic Efficiency of Meteor Airbursts // Dokl. Earth Sci. 2017. V. 475. № 2. P. 935–938.

Shock Wave Effects from the Impacts of Cosmic Objects with Diameters from 20 m to 3 km

D. O. Glazachev[a], *, O. P. Popova[a], **, E. D. Podobnaya[a], *, N. A. Artemieva[a], ****, V. V. Shuvalov[a], *****, and V. V. Svetsov[a], ********

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

**e-mail: GlazachevD@gmail.com*

***e-mail: olga@idg.chph.ras.ru*

****e-mail: epodobnaya@gmail.com*

*****e-mail: natalia.artemeva@gmail.com*

******e-mail: valeryvshuvalov@gmail.com*

*******e-mail: svettsov07@rambler.ru*

Destruction on the Earth's surface caused by a shock wave is one of the most important and dangerous effects from asteroid and comet impacts. The overpressure and wind speed behind the shock wave front, leading to various dangerous effects, can be estimated on the basis of specially developed models of the interaction of cosmic objects with the atmosphere and the Earth's surface. The shock wave is also the cause of seismic effects, but this work only considers the direct effect of the shock wave. A serial numerical modeling of the interaction of cosmic objects with the atmosphere has previously been performed for a large number of different scenarios under the hydrodynamic model. Analysis of the modeling results provides scaling relations that allow you to estimate the overpressure, wind speed behind the shock wave and their distribution on the surface, if you know the impactor's parameters, its velocity and trajectory inclination angle. These relations take into account the spatial inhomogeneity of the overpressure distribution on the Earth's surface. The suggested scaling relations were tested on the data of the Chelyabinsk and Tunguska events, which showed a good correspondence with the observed destruction data. The obtained scaling relations are used in the online calculator (http://www.AsteroidHazard.pro), which allows you to quickly and quite accurately estimate the various effects of impacts.

Keywords: asteroid-comet hazard, shock wave, scaling relations, numerical modeling

ФИЗИКА ЗЕМЛИ, 2021, № 5, с. 146–154

УДК 550.34.013

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ФОРМЫ УДАРНЫХ КРАТЕРОВ С УЧЕТОМ АНОМАЛЬНОГО ДИНАМИЧЕСКОГО РАЗУПРОЧНЕНИЯ

© 2021 г. Б. А. Иванов*

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

**E-mail: baivanov@idg.chph.ras.ru*

Поступила в редакцию 18.02.2021 г.
После доработки 28.03.2021 г.
Принята к публикации 01.04.2021 г.

Моделирование движения крупных блоков земной коры относительно друг друга во многом зависит от правильного описания сил, действующих между этими блоками. Для описания движения при высоких скоростях деформации оказалось необходимым предположить, что сила сухого трения зависит от скорости сдвига и, во многих случаях, от амплитуды сдвига бортов разлома. Наиболее известные примеры крупномасштабных движений с динамически уменьшающимся трением дают дальнопробежные лавины и коллапсирующие в поле тяжести переходные полости крупных ударных кратеров. В работе обсуждается опыт использования модели акустической флюидизации как причины временного снижения сухого трения для количественного воспроизведения формы ударных кратеров на Земле и других планетах. Намечены ближайшие перспективы поиска более адекватных моделей.

Ключевые слова: трение горных пород, ударные кратеры, локализация сдвига.

DOI: 10.31857/S0002333721050094

ВВЕДЕНИЕ

Движение крупных блоков земной коры определяется силами, действующими между блоками. В длинном списке механизмов, определяющих эти силы, одним из главных является сухое трение горных пород. В широком смысле сухое трение можно определить как зависимость сопротивления сдвигу по границе блоков от давления окружающей среды. Для медленных движений в горных породах применимо классическое определение коэффициента трения как коэффициента пропорциональности между предельным сдвиговым напряжением и нормальным напряжением на площадке скольжения. Для описания движения при высоких скоростях деформации часто необходимо предположить, что сила сухого трения зависит от скорости сдвига и, во многих случаях, от амплитуды сдвига бортов разлома. Наиболее известные примеры крупномасштабных движений с динамически уменьшающимся трением дают дальнопробежные лавины [Adushkin, 2006] и коллапсирующие в поле тяжести переходные полости крупных ударных кратеров [Melosh, Ivanov, 1999]. В этих случаях применяются феноменологические модели динамического снижения сухого трения без детального описания условий на площадке скольжения. Эти модели помогают оценить эффективное сопротивление скоростного деформирования через псевдовязкость, описывающую снижение сопротивления сдвигу в условиях сложного динамического процесса.

Такие модели удобны в моделировании, но требуют калибровки по результатам наблюдений. Хотя феноменологические модели снижения трения позволяют воспроизвести в численной модели многие стороны динамических процессов, необходимо продолжать поиски возможности обосновать эти модели из первых принципов и лабораторных экспериментальных данных. В данной публикации мы рассматриваем процесс калибровки одной из моделей и попытку ввести в модель некоторые результаты прямых экспериментов.

МОДЕЛЬ АКУСТИЧЕСКОЙ ФЛЮИДИЗАЦИИ

Изначально модель снижения сухого трения была предложена для объяснения аномально низкого теплового потока в области активного разлома Сан-Андреас (США), который свидетельствовал о низком уровне сдвиговых напряжений, препятствующих смещению бортов разлома – порядка 10 MPa по изначальным оценкам [Brune et al., 1969] вместо ожидаемого

уровня ~100 МПа для обычного коэффициента сухого трения [Rice, 1992]. Даже бурение через разлом не дало прямого ответа на этот вопрос [Zoback et al., 2010]. Интересная альтернатива объяснения низкого уровня сдвиговых напряжений была предложена в работе [Melosh, 1979], где периодические колебания среднего давления в материале, заполняющем разлом, предполагались достаточно сильными, чтобы сдвиговая прочность на короткий промежуток времени оказывалась меньше сдвиговых напряжений. То есть в отличие от гипотезы "малопрочного материала" в работе [Rice, 1992] в модели из работы [Melosh, 1979] предполагалось динамическое снижение эффективного коэффициента трения за счет колебаний среднего давления. Этот эффект получил название "акустической флюидизации" (АФ-модель). В дальнейшем автор работы [Melosh, 1986] предложил использовать аналогичный подход для объяснения дальнопробежных лавин. Наиболее удобной АФ-модель динамического снижения сухого трения оказалась в численном моделировании образования крупных метеоритных кратеров [Melosh, Ivanov, 1999].

Модель предполагает, что: 1) горные породы вокруг формирующегося кратера движутся как набор блоков со средним размером h; 2) в статических условиях прочность на сдвиг по границе двух соседних блоков определяется коэффициентом сухого трения f и нормальным напряжением σ; 3) при наличии внутренних колебаний в системе блоков величина σ осциллирует вокруг величины среднего (статического) значения с амплитудой p_{vib} и периодом T_{osc}; 4) амплитуда колебаний затухает со временем экспоненциально с характерным временем T_{dec} [Ivanov, Artemieva 2002]. В итоге, сила трения, $f \times \sigma$, противостоящая сдвиговому напряжению τ, периодически оказывается ниже критической,

$$f \times \sigma < \tau, \qquad (1)$$

и соседние блоки проскальзывают друг относительно друга в условиях, когда без дополнительных внутренних колебаний ($p_{vib} = 0$) это проскальзывание было бы невозможно ($f \times \sigma > \tau$). Авторы работы [Melosh, Ivanov, 1999] привели несколько формулировок соотношения параметров АФ-модели, но на практике часто используется предположение о предельном механизме – в положительной фазе внутреннего колебания (блоки прижаты друг к другу) относительное перемещение отсутствует, в отрицательной фазе (блоки разжаты) – один блок перемещается относительно соседнего блока с ускорением:

$$a_{lim} = (\tau \times h^2)/(\rho \times h^3) = \tau/(\rho \times h), \qquad (2)$$

где h^2 – оценка площади контакта двух блоков, а $\rho \times h^3$ – оценка массы блока. Тогда за один цикл внутренних колебаний два блока переместятся на некоторое расстояние $\Delta l \sim 0.5 \times a_{lim} \times (T_{osc}/2)^2$, и приращение сдвиговой деформации составит величину $\sim \Delta l/h$. Таким образом, модель предполагает, что АФ-движение носит "*stick-slip*" характер, при котором постоянное среднее сдвиговое напряжение вызывает рост сдвиговой деформации с постоянной скоростью. Такое движение может быть описано как квазивязкая деформация с постоянным (в простейшем приближении) коэффициентом кинематической вязкости:

$$\nu_{lim} = c_{af} h^2 / T_{osc}, \qquad (3)$$

где c_{af} – модельный коэффициент в диапазоне от 4 до 8. Согласно модели, внутренние колебания блоков затухают экспоненциально с характерным временем затухания T_{dec} и, соответственно, уменьшается амплитуда местных колебаний давления:

$$p_{vib} = p_{vib0} \exp(-t/T_{dec}), \qquad (4)$$

где начальная амплитуда внутренних колебаний давления вычисляется для каждой расчетной ячейки как $p_{vib0} = c_{vib} \times \rho \times c \times v_{\max}$, а максимальная массовая скорость в расчетной ячейке $v_{\max}$ определяется только во время прохождения ударной волны.

Описанные выше принципы АФ-модели основаны на упрощенном описании движения блоков горной породы как несжимаемых твердых тел. В численных моделях ударного кратерообразования учет сжимаемости среды является базовым элементом, без которого невозможно воспроизведение ударных волн. Стандартная модель постепенного разрушения горных пород также построена для сжимаемой упругопластической среды [Collins et al., 2004]. "Сшивание" моделей несжимаемых блоков и упругопластической среды в настоящее время производится в очень приближенной форме – используемый нами численный алгоритм для каждой расчетной ячейки вычисляет прочность на сдвиг по стандартной упругопластической модели (сцепление плюс сухое трение) для среднего давления, уменьшенного на величину p_{vib} (4), добавляет квазивязкие напряжениями для локальной расчетной скорости сдвига и "вязкости" (3). Такую модель можно назвать "бингамовской" [Bingham, 1917] – предельные напряжения, разделяющие упругое и пластическое поведение материала, определяются некоторым "сцеплением" и "вязкими" напряжениями.

КАЛИБРОВКА МОДЕЛИ АКУСТИЧЕСКОЙ ФЛЮИДИЗАЦИИ

АФ-модель представляет собой попытку построить внутренне непротиворечивое описание

набора наблюдательных фактов, которые удобно объяснять в предположении о временном уменьшении величины сухого трения в горных породах, вовлеченных в динамический процесс. Однако до сих пор модель является эмпирической, а подбор параметров осуществляется методом проб и ошибок.

Для ударных кратеров такой подход к калибровке параметров модели состоит в сравнения результатов численного модулирования с данными геологических и геофизических исследований изученных структур. Одной из наиболее изученных структур является Пучеж-Катункский метеоритный кратер на левом берегу Волги южнее Нижнего Новгорода. Знаменитый в геологических кругах Воротиловский выступ представляет собой поднятие пород архейского фундамента, прорывающего 2-км толщу осадочных пород. Исследование структуры, завершившиеся бурением глубокой 5-км скважины в центре поднятия, показало, что Воротиловский выступ является центральной горкой ударного кратера исходным диаметром ~40 км [Масайтис, Певзнер, 1999].

В 2020 г. сотрудники ВСЕГЕИ подготовили сводку результатов исследований по Пучеж-Катункскому кратеру и Воротиловской скважине в виде коллективной монографии [Masaitis, Naumov, 2020]. Для этого издания было проведено новое исследование параметров переменного динамического трения в давно разрабатываемой в ИДГ РАН компьютерной модели образования ударных кратеров на Земле, Луне и других планетах [Ivanov, 2005; Ivanov, Melosh, 2013; Ivanov et al., 2010]. Здесь мы используем для иллюстрации некоторые результаты, не вошедшие в работу [Ivanov, 2020].

Путем параметрического моделирования мы оценили для Пучеж-Катункского случая характерный размер блоков h в диапазоне от 100 до 150 м, период колебания блоков T_{osc} от 0.5 до 1 с, что дает эффективную кинематическую вязкость порядка 10^5 м^2/с.

Отношение периода колебаний ко времени затухания позволяет оценить добротность колебательной системы блоков. Ее можно интерпретировать как число колебаний, которое каждый блок совершит до эффективного затухания:

$$Q = T_{osc}/T_{dec}. \quad (5)$$

Для Пучеж-Катункского случая Q находится в диапазоне от 50 до 100. Это значит, что предполагаемые модельные блоки совершают 50–100 колебаний до того момента, когда внутренние колебания затухнут, и коэффициент сухого трения восстановится до нормальных (статических) значений.

В результате проведенных расчетов были подобраны параметры ударников для двух возможных скоростей соударения и параметры модели динамического снижения трения, наилучшим образом воспроизводящие профиль конечного кратера и распределение по глубине величины максимального ударного давления, оцененное по микродеформациям минералов в образцах керна Воротиловской скважины [Ivanov, 2020].

Путем метода проб и ошибок для простейшего случая вертикального удара астероида в двуслойную мишень (осадочный слой поверх кристаллического фундамента) были подобраны размеры ударников, D_{proj}, при двух возможных скоростях удара v_{imp} (D_{proj} ~ 4 км при v_{imp} = 10 км/с и D_{proj} ~ 3.2 км при v_{imp} = 16 км/с) – см. детали в работе [Ivanov, 2020]. На рис. 1 показан вариант подбора времени затухания внутренних АФ-колебаний. Видно, что без АФ-модели породы под дном кратера оказываются вдавленными вниз, а изначальная полость переходного кратера частично заполняется веществом оползней со склонов кратера. При включении АФ-модели начинает наблюдаться подъем дна переходного кратера, уменьшающий возможности для оползания бортов. Наилучшими в данном ряду параметрического исследования были признаны варианты, в которых характерное время затухания внутренних АФ-колебаний T_{dec} составляло 40–45 с. Рисунок 1 демонстрирует, что в случае с быстрым затуханием АФ (или в отсутствие АФ) ударный расплав остается зажатым в центре кратера обрушенным материалом со стенок кратера. При эффективно действующей АФ дно кратера успевает подняться, вытесняя расплав в тонкую поверхностную линзу.

На рис. 2 показаны модельные профили кратеров при увеличении параметра T_{dec}. Повторим, что Воротиловская скважина в центре кратера вскрыла 5 км архейских гнейсов. Согласно модели, нерасплавленный материал на поверхности Воротиловского выступа был поднят с глубины от 4 до 5 км. Таким образом, предположение о временном (примерно на 40 с) снижении сухого трения в горных породах вокруг формирующегося ударного кратера позволяет воспроизвести строение хорошо изученной структуры.

ПОИСК МОДЕЛИ ЛОКАЛЬНОГО СНИЖЕНИЯ ТРЕНИЯ

Открытие и исследование ударных кратеров на Луне и других планетах земного типа позволили расширить наши представления о формировании сложных ударных кратеров на иные, чем на Земле, условия образования и существования горных пород. Отсутствие воды и другая сила тяготения позволяют нам ограничить круг причин, определяющих явление динамического снижения трения в горных породах. Такие сопоставления Земли и Луны в отношении ударных кратеров начались

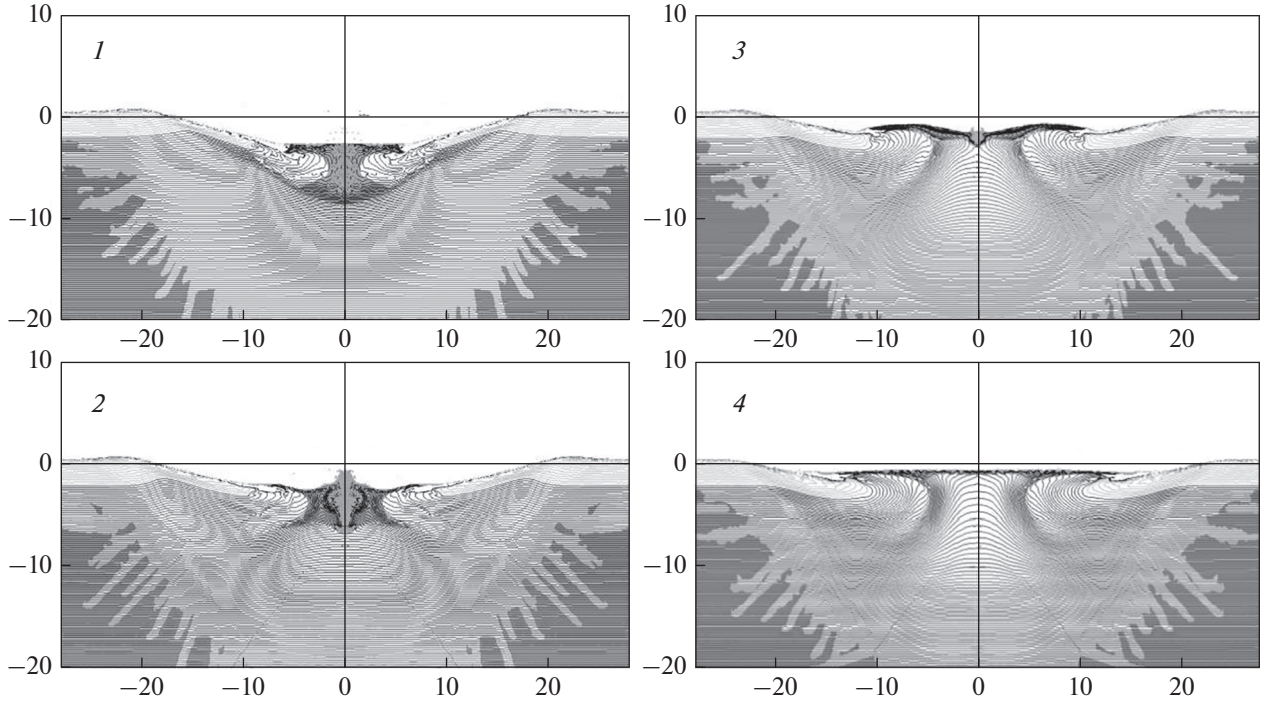


Рис. 1. Иллюстрация зависимости формы ударного кратера и деформации слоев горной породы под модельным кратером при ударе сферического ударника диаметром 3.2 км со скоростью 16 км/с. Показана деформация изначально горизонтальных слоев. В верхней части каждого рисунка светло-серые кривые отвечают положению слоев осадочных пород, слагающих верхние 2 км мишени. В нижней части рисунков градации серого цвета означают разрушенный и (самый темный) неразрушенный материал скального основания. Зоны сплошной серой заливки вблизи точки удара (0, 0) означают материал ударного расплава: *1* – расчет без АФ-модели ($T_{dec} = 0$); *2* – $T_{dec} = 20$ с; *3* – $T_{dec} = 40$ с; *4* – $T_{dec} = 60$ с.

давно [Pike, 1977]. К настоящему времени появились хорошо обоснованные сравнения земных и инопланетных дальнопробежных лавин [Lucas et al., 2014].

Во многих сложных инопланетных кратерах на внутреннем склоне кратеров наблюдается серия концентрических террас, свидетельствующих об оседании бортов сложного кратера по серии концентрических разломов. Такие же концентрические разломы часто наблюдаются (скорее – предполагаются) вокруг крупных земных кратеров. На рис. 3 показаны примеры двух лунных кратеров диаметром около 40 км с хорошо заметными множественными террасами шириной 2–3 км. Профили высот вдоль диаметра, пересекающего кратеры, показаны на рис. 4. При невысоком пространственном разрешении здесь видна только одна кольцевая терраса шириной порядка 2 км и амплитудой сброса от 100 до 200 м.

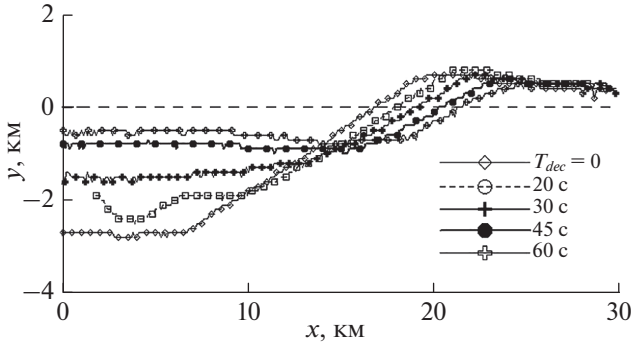


Рис. 2. Изменение финального профиля модельных кратеров с ростом длительности T_{dec} действия АФ-модели. Вертикальная ось является осью цилиндрической симметрии.

Ранее кольцевые террасы в ударных кратерах Луны и Меркурия с точки зрения механики грунтов рассматривались в работах [Leith, McKinnon, 1991; Pearce, Melosh, 1986]. Использование нашей АФ-модели очень редко приводит к появлению локализованных полос деформаций – модель сводит все процессы к простому снижению сухого трения в породах под кратером. Локальные модели снижения трения относительно редко использовались при численном моделировании кратерообразования. В данной работе мы провели предварительные эксперименты, следуя работе [Senft, Stewart, 2009]. В этой работе предполагалось, что локальный коэффициент сухого трения уменьшается с ростом локальной скорости сдвиговой деформации [Beeler et al., 2008; Rice, 2006]. В поисках отправной точки для задания аналитического вида зависимости трения от скорости

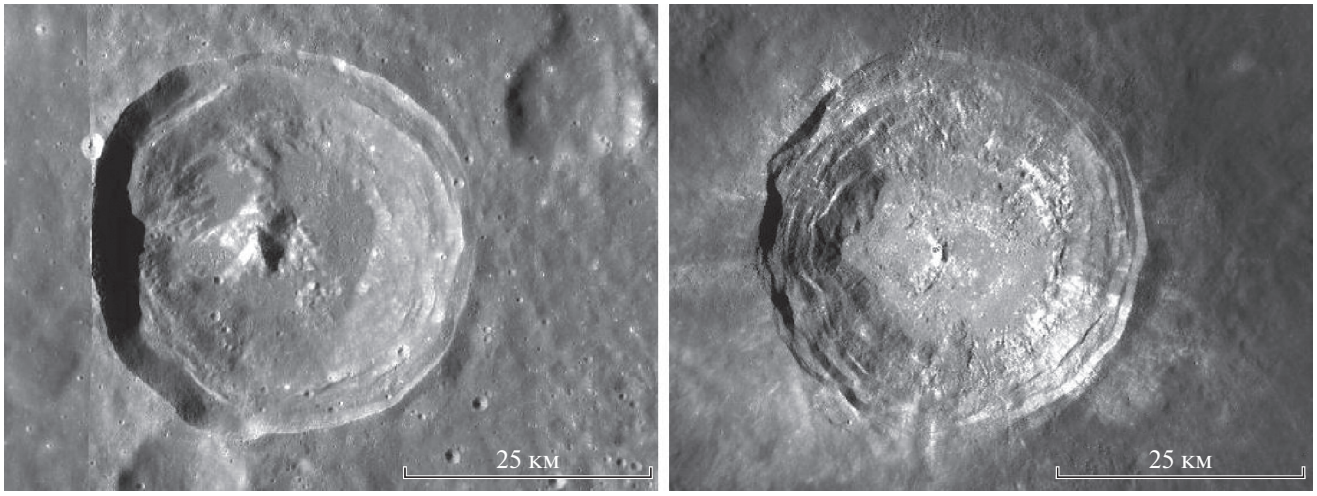


Рис. 3. Лунные кратеры диаметром около 40 км: Гершель (слева), 357.915° E, –5.686° N и Аристарх (справа), 312.51° E, 23.73° N. Изображения построены с помощью сервиса JMars (https://jmars.asu.edu).

смещения соседних блоков мы обратили внимание на работу [Lucas et al., 2014], в которой моделировалась дальность пробега лавин на Земле и Марсе. Здесь было предложено соотношение для коэффициента трения между двумя блоками f в зависимости от скорости перемещения одного блока относительно соседнего блока U. В статике и при малых скоростях смещения, меньших некоторого критического значения U'', коэффициент сухого трения равен f_0. Переход от f_0 к пониженному значению f_1 (авторы называют это значение "пониженным из-за нагрева" – "*thermally weakened friction coefficient*") происходит, если абсолютное значение скорости перемещения $|U| > U''$. Тогда:

$$f(U) = f_1 + \frac{f_0 - f_1}{|U|/U''}. \quad (6)$$

Для моделирования дальнопробежных лавин [Lucas et al., 2014] подобрали значения $f_0 = 0.75$, $f_1 = 0.08$, $U'' = 4$ м/с.

Используемая нами эйлерова модель движения сплошной среды не позволяет просто выделить направление плоскости скольжения в каждой ячейке на каждом шаге по времени, поэтому мы попытались переписать (5) в терминах, стандартных для нашей компьютерной модели. Девиаторная (упругая) часть программы SALEB, как и ее модернизированный вариант iSALE (https://isale-code.github.io) по полю скоростей вычисляет тензор скоростей деформаций и его второй инвариант (скорость сдвига) e'. При простом сдвиге скорость перемещения одной грани ячейки шириной Δx относительно противоположной грани ячейки $U \sim \Delta x \times e'$. Однако ширина ячейки Δx в моделях движения сплошной среды определяется соображениями о полном размере расчетной сетки, пространственного разрешения ударника и возникающих ударных волн, поэтому пока не представляется возможным одновременно моделировать образование кратера диаметром в десятки километров и тонкие эффекты скольжения вдоль узких разломов. Поэтому мы подобрали методом проб и ошибок соотношение:

$$f = 0.1 + \frac{0.5 - 0.1}{1 + e'/e''}, \quad (7)$$

в котором величина критической скорости сдвиговой деформации e'' варьировалась от 0.01 до 0.05 1/с. Если формально сопоставить U'' из (5) с величиной $\Delta x \times e''$, мы получим, например для $\Delta x \sim 60$ м (типичная величина для использованного масштаба моделей, описанных в предыдущем разделе), что скорости сдвига в (6) примерно соответствуют параметрам в (5): $U'' \sim \Delta x \times e'' \sim 60 \times (0.01–0.05) = 0.6–3$ м/с. Мы оставляем на будущее вопросы влияния величины Δx и иного уровня давлений при образовании кратеров диаметром в

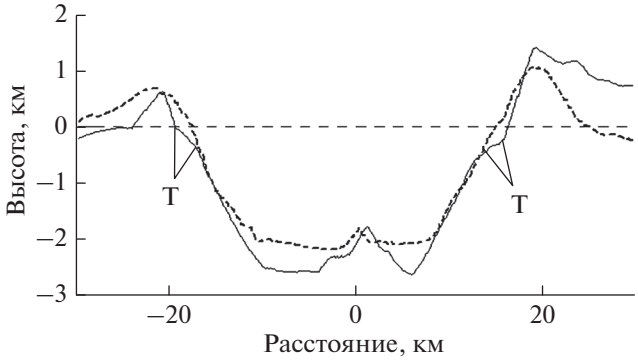


Рис. 4. Высотные профили кратеров. Сплошная кривая – Гершель, пунктирная кривая – Аристарх. Буквой "T" обозначена самая крупная кольцевая терраса, видимая в кратере Гершель.

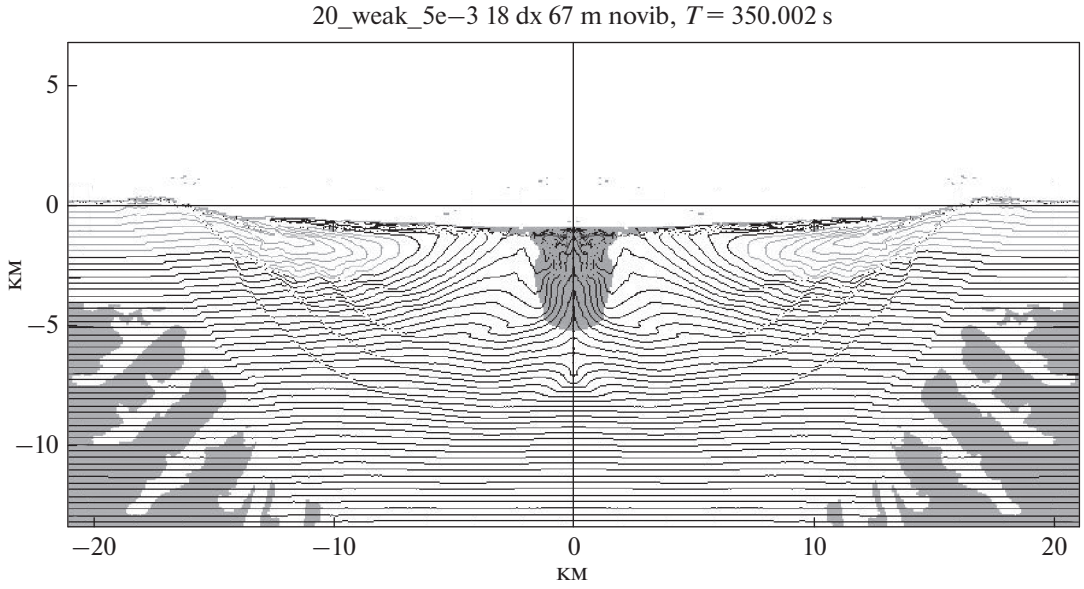


Рис. 5. Модельный кратер, расчет без АФ-модели с разупрочнением при повышенной скорости сдвиговой деформации (6).

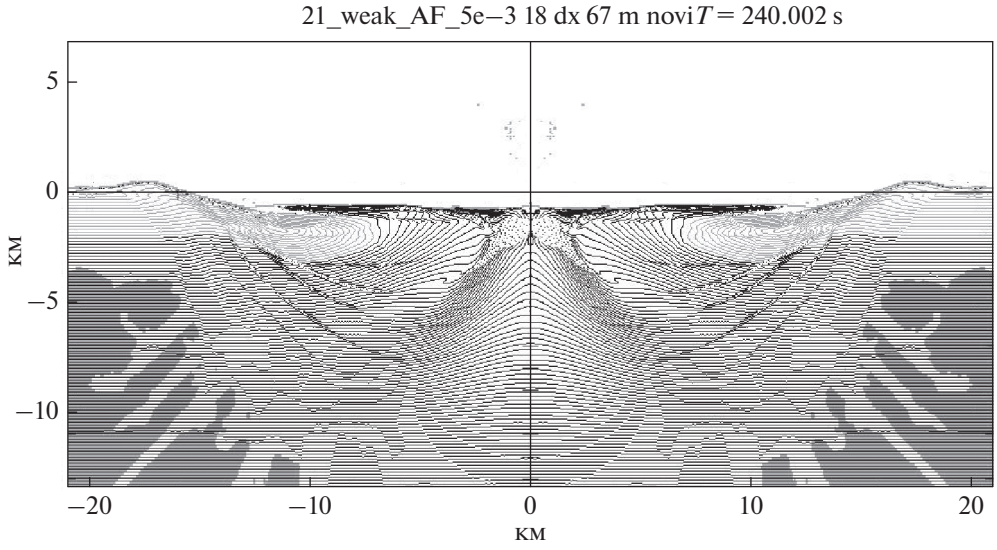


Рис. 6. Вариант модельного расчета с одновременным использованием АФ-модели и модели разупрочнения с ростом скорости сдвиговой деформации (6). В целом строение модельного кратера близко к стандартной модели, показанной на рис. 3 и рис. 4.

десятки километров по сравнению с задачами, рассмотренными в работе [Lucas et al., 2014], и обратимся к качественным результатам использования (6) в расчетах удара того же масштаба, что и Пучеж-Катункский кратер.

Для пробных расчетов мы использовали однородную мишень без осадочного слоя. Сферический ударник диаметром 2.15 км падал на мишень со скоростью 16 км/с. При отключении АФ-модели в материале мишени с динамически уменьшающимся сухим трением (6) возникали отчетливо видимые узкие полосы сдвига/скольжения (“разломы”) толщиной в 1–3 расчетных ячейки, однако ни одна из систем полос скольжения не возникла ниже уровня дна переходного кратера (рис. 5), и обрушение кратера произошло по модели простого кратера (аналогично изображенным на рис. 1 и рис. 2).

Повторение этого же варианта расчета с включением АФ-модели привело к образованию модельного кратера, более похожего на ожидаемый кратер такого размера (рис. 6), но с сохранением ос-

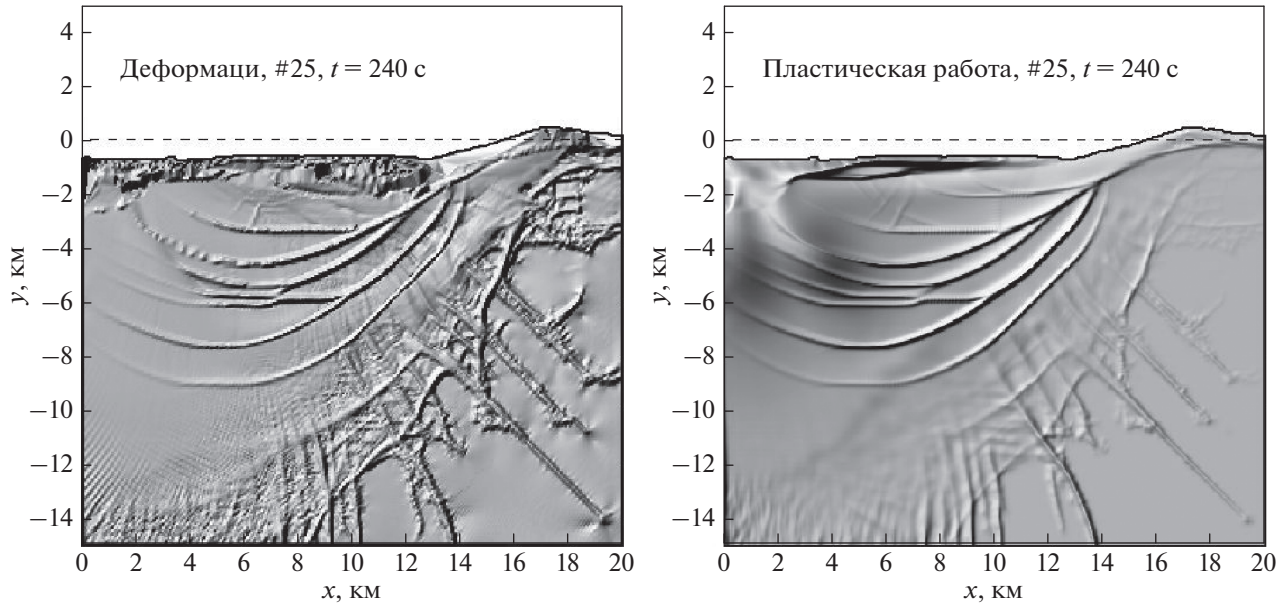


Рис. 7. Теневая картина полей сдвиговой деформации (слева) и пластической работы (справа). Для построения деформаций использована логарифмическая шкала деформаций.

новных деталей локализации сдвига вдоль нескольких искривленных поверхностей скольжения.

В данном случае нас интересовали поверхности локализованных сдвиговых деформаций. Чтобы лучше их визуализировать, на рис. 7 показан "рельеф" поля деформаций под кратером, построенный путем "освещения" трехмерной карты параметра $z(x, y)$ источником света, распложенным слева сверху. Это позволяет лучше видеть локализованные полосы параметров. Слева на рис. 7 показаны сдвиговые деформации, рассчитанные по смещению лагранжевых частиц-маркеров. Справа на рис. 7 показан нагрев вещества за счет механической работы, величина которой суммируется в каждой ячейке на каждом шаге по времени, если напряжения выходят за предел прочности (точнее – остаются на предельной поверхности). Для краткости эта энергия часто называется пластической работой.

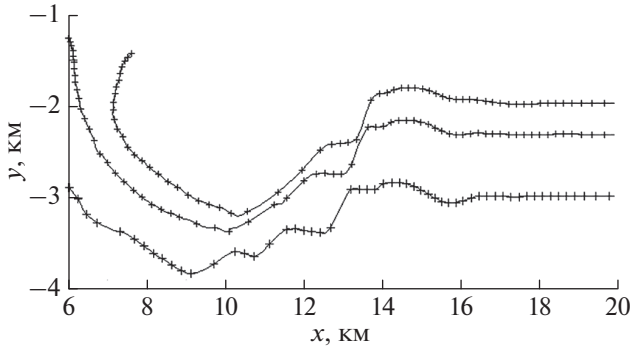


Рис. 8. Финальная геометрия трех изначально горизонтальных слоев на глубинах от 2 до 3 км. Видны несколько "ступенек", отвечающих локализованному проседанию горных пород при коллапсе переходного кратера.

Сравнение распределения деформаций и пластической работы показывает, что хотя в зонах локализованного сдвига предполагается динамическое уменьшение коэффициента трения, пластическая энергия работы против сил трения локализуется именно в этих ячейках. В дальнейшем мы планируем детально изучить детали движения зонах сдвига.

Наши надежды на воспроизведение террас на внутренних склонах кратера оправдались неполностью: с одной стороны, в нашей двумерной модели с цилиндрической симметрией локализованные полосы сдвига не вышли на поверхность. С другой стороны, на глубине более 2 км можно определить расстояние между полосами сдвига (рис. 8) – оно оказалось порядка 2.3 км, как и в лунных кратерах сходного размера.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проблема изменения коэффициента сухого трения между блоками горных пород возникает при рассмотрении многих динамических явлений в земной коре. Случай формирования ударных кратеров сложной формы, которую пока удалось объяснить только предположив временное снижение трения в интенсивно деформируемых породах вокруг растущего ударного кратера, пред-

ставляет особый интерес, так как последовательность изменения строения кратеров (от простых чашеобразных к сложным кратерам с центральным поднятием и далее к многокольцевым бассейнам) повторяется на всех планетных телах с твердой корой (содержащей воду и лед на Земле и Марсе и более "сухой" – на Луне, Венере и Меркурии). Это доказывает, что влияние порового давления флюидов и наличие "мягких" гидросиликатов на снижение трения между блоками не является универсальной причиной снижения трения между блоками. С другой стороны, чисто механические модели типа модели акустической флюидизации пока разработаны на чисто феноменологическом уровне и требуют определенной осторожности при переходе от планеты к планете. Мы попытались частично скомпенсировать недостатки АФ-модели путем добавления локальной модели снижения трения при быстром сдвиге соседних блоков. Использованное здесь условие динамического снижения трения пока носит чисто феноменологический характер, так как модель пытается учесть процессы, происходящие на гораздо меньших масштабах, чем это разрешается на имеющихся расчетных сетках. С учетом этих проблем для анализа в будущем, нам показалось интересным, что введение даже упрощенной модели динамического разупрочнения привело к "самозарождению" системы локализованных поверхностей скольжения. В некотором диапазоне глубин под модельным кратером диаметром ~40 км расстояние между двумя-тремя поверхностями скольжения оказались сопоставимы с шириной кольцевых террас, наблюдаемых во многих лунных кратерах. Нам представляется, что наблюдательные данные о строении природных ударных кратеров могут послужить для подбора параметров моделей трения между крупными блоками земной коры.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена в рамках госзадания ИФЗ РАН. Автор выражает глубокую благодарность С.А. Воропаеву (ГЕОХИ) и М.В. Наумову (ВСЕГЕИ) за внимательное рецензирование статьи.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования РФ (тема № АААА-А17-117112350020-9).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Масайтис В.Л., Певзнер Л.А. (ред.) Глубокое бурение в Пучеж-Катункской импактной структуре. СПб.: издво ВСЕГЕИ. 1999. 392 с.

Beeler N.M., Tullis T.E., Goldsby D.L. Constitutive relationships and physical basis of fault strength due to flash heating // J. Geophys. Res.: Solid Earth. 2008. V. 113. № B1. P. B01401. https://doi.org/10.1029/2007JB004988

Bingham E.C. An investigation of the laws of plastic flow. Washington D.C.: U.S. Dept. of Commerce. Bureau of Standards: U.S. Govt. Print. Off. 1917.

Brune J.N., Henyey T.L., Roy R.F. Heat flow, stress, and rate of slip along the San Andreas Fault, California // J. Geophys. Res. 1969. V. 74. № 15. P. 3821–3827. https://doi.org/10.1029/JB074i015p03821

Collins G.S., Melosh H.J., Ivanov B.A. Modeling damage and deformation in impact simulations // Meteorit. Planet. Sci. 2004. V. 39(2). P. 217–231.

Ivanov B.A. Numerical modeling of the largest terrestrial meteorite craters // Sol. Syst. Res. 2005. V. 39. № 5. P. 381–409.

Ivanov B.A. Modeling of the Impact Structure Origin. The Puchezh-Katunki Impact Crater / Eds. V. Masaitis, M. Naumov. Springer. 2020. P. 183–210. https://doi.org/10.1007/978-3-030-32043-0_7

Ivanov B.A., Artemieva N.A. Numerical modeling of the formation of large impact craters. Catastrophic Events and Mass Extinctions: Impact and Beyond, Geological Society of America Spec. Pap. 356 / Eds. C. Koeberl, K.G. MacLeod. Boulder, Colorado: GSA. 2002. P. 619–630.

Ivanov B.A., Melosh H.J. Two-dimensional numerical modeling of the Rheasilvia impact formation // J. Geophys. Res.: Planets. 2013. V. 118. № 7. P. 1545–1557. https://doi.org/10.1002/jgre.20108

Ivanov B.A., Melosh H.J., Pierazzo E. Basin-forming impacts: Reconnaissance modeling / GSA Special Papers 465 / Eds. R.L. Gibson, W.U. Reimold. Boulder, Colorado, USA: Geological Society of America. 2010. P. 29–49.

Leith A.C., McKinnon W.B. Terrace width variations in complex Mercurian craters and the transient strength of cratered Mercurian and Lunar crust // J. Geophys. Res.: Planets. 1991. V. 96. № E4. P. 20923–20931. https://doi.org/10.1029/91JE02248

Lucas A., Mangeney A., Ampuero J.P. Frictional velocity-weakening in landslides on Earth and on other planetary bodies // Nat. Commun. 2014. V. 5. P. 3417. https://doi.org/10.1038/ncomms4417

Masaitis V.L., Naumov M. The Puchezh-Katunki Impact Crater: Geology and Origin. Switzerland Springer International Publishing. 2020.

Melosh H.J. Acoustic fluidization – A new geologic process // J. Geophys. Res. 1979. V. 84. № B13. P. 7513–7520.

Melosh H.J. The physics of very large landslides // Acta Mechanica. 1986. V. 64. № 1. P. 89–99. https://doi.org/10.1007/BF01180100

Melosh H.J., Ivanov B.A. Impact Crater Collapse // Annu. Rev. Earth Planet. Sci. 1999. V. 27. P. 385–415.

Pearce S.J., Melosh H.J., Terrace width variations in complex lunar craters // Geophys. Res. Lett. 1986. V. 13. № 13. P. 1419–1422. https://doi.org/10.1029/GL013i013p01419

Pike R.J. Size-dependence in the shape of fresh impact craters on the moon, in Impact and Explosion Cratering: Planetary and Terrestrial Implications. 1977. Abs. P. 489–509.

Rice J.R. Chapter 20 Fault Stress States, Pore Pressure Distributions, and the Weakness of the San Andreas Fault. International Geophysics / Eds. B. Evans, T. Wong. Academic Press. 1992. P. 475–503.
https://doi.org/10.1016/S0074-6142(08)62835-1

Rice J.R. Heating and weakening of faults during earthquake slip // J. Geophys. Res.: Solid Earth. 2006. V. 111. № B5. P. B05311.
https://doi.org/10.1029/2005jb004006

Senft L.E., Stewart S.T. Dynamic fault weakening and the formation of large impact craters // Earth Planet. Sci. Lett. 2009. V. 287. № 3. P. 471–482.
https://doi.org/10.1016/j.epsl.2009.08.033

Zoback M., Hickman S., Ellsworth W. Scientific Drilling Into the San Andreas Fault Zone // Eos, Transactions American Geophysical Union. 2010. V. 91. № 22. P. 197–199.
https://doi.org/10.1029/2010EO220001

Numerical Modeling of Impact Crater Shape with Mechanical Dynamic Weakening

B. A. Ivanov*

Sadovsky Institute of Geosphere Dynamics, Russian Academy of Sciences, Moscow, 119334 Russia
**e-mail: baivanov@idg.chph.ras.ru*

Modeling of relative motion of large rock blocks of the Earth's crust largely depends on the adequate description of the forces acting between the blocks. For describing the motion at high strain rates, it turned out necessary to assume that dry friction depends on the shear strain rates and, in many cases, on the displacement amplitude of the fault sides. The most known examples of large-scale rock motions with a dynamically decreasing friction are long-runout rock avalanches and gravity collapses of transient cavities of impact craters. The paper describes the practical experience of using a model of acoustic fluidization as a factor responsible for temporary decrease in friction in order to quantitatively simulate the shape of an impact crater on the Earth and other planetary bodies. Some future directions for constructing more adequate models are outlined.

Keywords: rock friction, impact crater, shear localization

ФИЗИКА ЗЕМЛИ, 2021, № 5, с. 155–168

УДК 551.510.535

ИССЛЕДОВАНИЯ СОСТОЯНИЯ И ДИНАМИКИ ИОНОСФЕРЫ ПО ДАННЫМ СИНХРОННОЙ РЕГИСТРАЦИИ РАДИОСИГНАЛОВ КНЧ/ОНЧ И ВЧ/УВЧ ДИАПАЗОНАХ В ГЕОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ “МИХНЕВО”

© 2021 г. И. А. Ряховский[1, *], Б. Г. Гаврилов[1], Ю. В. Поклад[1], С. З. Беккер[1], В. М. Ермак[1]

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

******E-mail: ryakhovskiy88@yandex.ru*

Поступила в редакцию 14.02.2021 г.
После доработки 30.03.2021 г.
Принята к публикации 01.04.2021 г.

Изучение пространственно-временной динамики возмущений атмосферы, верхней и нижней ионосферы требует проведения комплексных исследований взаимосвязанных процессов на различных высотах в различных гелиогеофизических условиях. Радиофизический комплекс обсерватории ИДГ РАН “Михнево”, включающий магнитометрическую, электрофизическую, радиоприемную и акустическую аппаратуру и средства ионосферного зондирования, позволяет получать данные об особенностях структуры и динамики ионосферной плазмы в среднеширотной зоне Европейской части страны. С использованием комплекса по данным КНЧ/ОНЧ приемников и приемников глобальных навигационных систем проводятся исследования синхронных вариаций нижней и верхней ионосферы, вызванных магнитными бурями, солнечными рентгеновскими вспышками, экспериментами по искусственной модификации ионосферы. Для обработки данных комплексных измерений вариаций физических полей созданы методики восстановления абсолютного значения полного электронного содержания ионосферы, восстановления профиля электронной концентрации нижней ионосферы. С использованием полученных экспериментальных данных проводится верификация разработанных в институте моделей нижней ионосферы.

Ключевые слова: атмосфера, ионосфера, распространение радиоволн, солнечная рентгеновская вспышка, полное электронное содержание.

DOI: 10.31857/S0002333721050173

ВВЕДЕНИЕ

Исследования пространственно-временной динамики возмущений среднеширотной ионосферы требуют проведения комплексных исследований взаимосвязанных процессов в различных областях ионосферы Земли в различных гелиогеофизических условиях. В геофизической обсерватории “Михнево” (54°56′35″ с.ш. и 37°44′20″ в.д.) создан уникальный радиофизический комплекс, позволяющий получать данные об особенностях структуры и динамики ионосферной плазмы в среднеширотной зоне Европейской части страны [Адушкин и др., 2005]. Широкий спектр измерительного оборудования, расположенного в ГФО Михнево, позволяет проводить синхронные радиофизические, магнитометрические и электрофизические исследования в режиме реального времени. В обсерватории проводятся непрерывные измерения вариаций электромагнитных полей в широком спектральном диапазоне, что позволяет решать многие научно-прикладные задачи в режиме квазиреального времени. Для исследования состояния геомагнитного поля Земли используются магнитовариационные данные, полученные трехкомпонентным феррозондовым магнитометром LEMI-018 и высокочастотными индукционными магнитометрами MFS-06 и MFS-07. Исследование динамики нижней ионосферы проводится по данным измерения вариаций электромагнитного поля в КНЧ/ОНЧ диапазоне. Низкий уровень промышленных шумов в ГФО “Михнево”, высокая чувствительность и широкий динамический диапазон аппаратуры позволяют принимать сверхслабые сигналы амплитудой в единицах фТл.

Для наблюдения за процессами, происходящими в *E*- и *F*-областях ионосферы, в обсерватории непрерывно проводятся измерения в КВ диапазоне, ЛЧМ зондирование ионосферы, регистрация сигналов глобальных навигационных спутниковых систем. Регистрации параметров электромагнитных волн КВ диапазона ведется с ис-

Таблица 1. Перечень оборудования, входящего в состав радиофизического комплекса ГФО “Михнево”

Измеряемый параметр	Оборудование	Технические параметры
Вариации геомагнитного поля	Феррозондовый магнитометр Lemi 018	Чувствительность: 1 нТл Частотный диапазон: 0–10 Гц
Вариации электромагнитного поля в КНЧ/ОНЧ диапазоне	Измерительный комплекс Metronix	Чувствительность: до 0.1 пТл Частотный диапазон: 0.001–60 кГц
Профиль электронной концентрации ионосферы	ЛЧМ ионозонд	Частотный диапазон: 2–17 МГц
Вариации электромагнитного поля в КВ диапазоне	КВ приемник Rohde Schwarz ESCI	Чувствительность: 0.1–6 мкВ Частотный диапазон: 9 кГц–3 ГГц
Абсолютные значения ПЭС	ГНСС-приемник Javad Sigma	Мультисистемный трехчастотный приемник GPS, ГЛОНАСС

пользованием приемника Rohde&Schwarz ESCI (Германия) и ромбической антенны с размерами диагоналей 140 × 80 м и высотой подвеса около 30 м. Максимум диаграммы направленности антенны ориентирован в северном направлении, что позволило, в частности, принимать сигналы нагревных стендов EISCAT в Норвегии и HAARP на Аляске. Контроль состояния верхней ионосферы проводится с использованием ЛЧМ ионозонда на базе аппаратуры фирмы Icom (Япония): передатчика R-718 и приемников R-75. Сигналы спутников ГНСС регистрируются мультисистемным трехчастотным приемником Javad Sigma (США). Комплекс в целом позволяет принимать и анализировать параметры электромагнитных сигналов в диапазоне частот от 0 Гц до 17 МГц (табл. 1). Вся аппаратура работает в составе единого программно-аппаратного комплекса, обеспечивающего синхронизацию данных измерений с точностью не хуже 30 нс, хранение и обработку измерительной информации.

Комплекс позволяет получать всеобъемлющую информацию о состоянии геофизической среды как в спокойных условиях, так и при возмущениях, вызванных природными и антропогенными процессами, такими как солнечные затмения [Адушкин и др., 2007], нагревные эксперименты [Gavrilov et al., 2015], магнитные бури [Gavrilov et al., 2017], солнечные вспышки [Gavrilov et al., 2019a]. В статье рассмотрены примеры применения аппаратуры комплекса для решения ряда актуальных геофизических задач.

ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ИСКУССТВЕННОЙ МОДИФИКАЦИИ ИОНОСФЕРЫ

Способность электромагнитного КНЧ/ОНЧ излучения (3 Гц–30 кГц) распространяться с малым затуханием на значительные расстояния, в том числе под водой и под поверхностью Земли, обусловило широкое применение радиосигналов этого диапазона частот для дальней связи, навигации, зондирования подземных и подводных объектов. Распространение низкочастотных радиосигналов в волноводе, образованном поверхностью Земли и нижней ионосферой, делает этот диапазон частот эффективным инструментом для исследования возмущений в *E*- и *D*-областях. Воздействие, которое оказывают параметры ионосферы на распространение КНЧ/ОНЧ волн в волноводе Земля–ионосфера, позволяет использовать вариации их параметров для оценки изменений в среде распространения.

Одним из перспективных методов генерации КНЧ/ОНЧ излучения является направленная модификация ионосферы мощным КВ радиоизлучением, модулированным низкой частотой. Возможности этого метода активно исследуется в экспериментах на специально созданных мощных КВ передатчиках, оборудованных мощными диагностическими комплексами (нагревные стенды СУРА (Российская Федерация), EISCAT Heating (Норвегия), HAARP (США), стенд в Аресибо (Пуэрто-Рико) [Blagoveshchenskaya et al., 2011; Getmantsev et al., 1974; Stubbe, Kopka, 1977; Barr et al., 1985]. Кроме решения практических задач, в нагревных экспериментах выполняется значительный объем научных исследований. Изменение проводимости ионосферы вследствие ее разогрева мощным электромагнитным излучением приводит к модуляции ионосферных токов с последующим излучением НЧ радиосигналов на частоте модуляции ВЧ радиосигнала. Особенно эффективен этот процесс в области протекания интенсивных ионосферных токов (авроральные электроджеты) на высоких широтах.

ИДГ РАН принимал участие в ряде экспериментов, посвященных изучению генерации и распространения сигналов КНЧ/ОНЧ диапазона при искусственной модификации ионосферы и на нагревных стендах СУРА, HAARP, EISCAT [Gavrilov et al., 2015]. При проведении эксперимента на стенде EISCAT-Heating, проходившем в феврале 2012 г. [Blagoveshchenskaya et al., 2011], по предложению ИДГ РАН в программу исследований были введены задачи, связанные с изучением

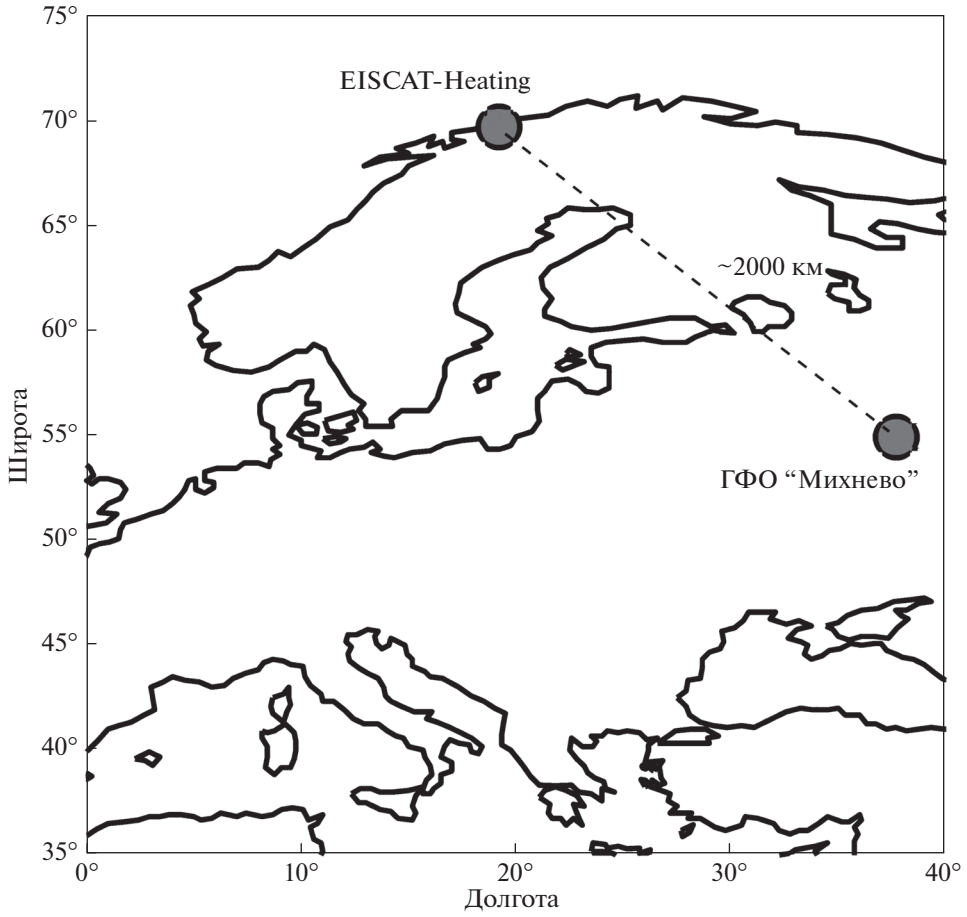


Рис. 1. Схема расположения стенда EISCAT-Heating и измерительного пункта ГФО "Михнево".

распространения на значительные расстояния сигналов на частотах: 517, 1017, 2017, 3017, 4017 и 6017 Гц.

Прием сигналов осуществлялся в ГФО "Михнево" с использованием разработанных в ИДГ РАН магнитометрических комплексов "Плутон" и "Вистлер", обладающих чувствительностью 0.4–0.5 фТл/√Гц в диапазоне частот от 0.5 до 30 кГц (рис. 1). В эксперименте были впервые зарегистрированы сигналы амплитудой в единицах фТл на расстоянии порядка 2000 км от ионосферного источника.

Контроль за режимами работы стенда проводился с помощью приемника Rohde&Schwarz ESCI, позволявшим обнаружить сигналы на несущей частоте КВ излучения (рис. 2).

На рис. 3 показаны результаты регистрации сигнала на частотах модуляции. Стенд EISCAT работал в режиме 5 мин нагрев, 5 мин пауза (на рисунке периоды нагрева показаны штрихами). Использование двухкомпонентных датчиков позволило определить изменения поляризации сигналов с частотой и экспериментально подтвердить модель волноводного распространения сигнала от ионосферного источника (рис. 4).

Эксперименты позволили детально исследовать условия распространения ОНЧ радиоизлучения на значительные расстояния. Анализ результатов измерений показал воздействие гелиогеофизических условий в районе нагрева и на трассе распространения сигнала на амплитудно-фазовые характеристики сигналов. Получено экспериментальное подтверждение связи интенсивности генерации КНЧ/ОНЧ излучения в нагревных экспериментах с интенсивностью электроджета.

ВОССТАНОВЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ НИЖНЕЙ ИОНОСФЕРЫ ВО ВРЕМЯ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК ПО ДАННЫМ АМПЛИТУДНО-ФАЗОВЫХ ИЗМЕРЕНИЙ ОНЧ СИГНАЛОВ В ГФО "МИХНЕВО"

Исследование ионосферных возмущений, вызванных высокоэнергетическими геофизическими событиями, является одной из актуальных задач современной геофизики. Существующие теоре-

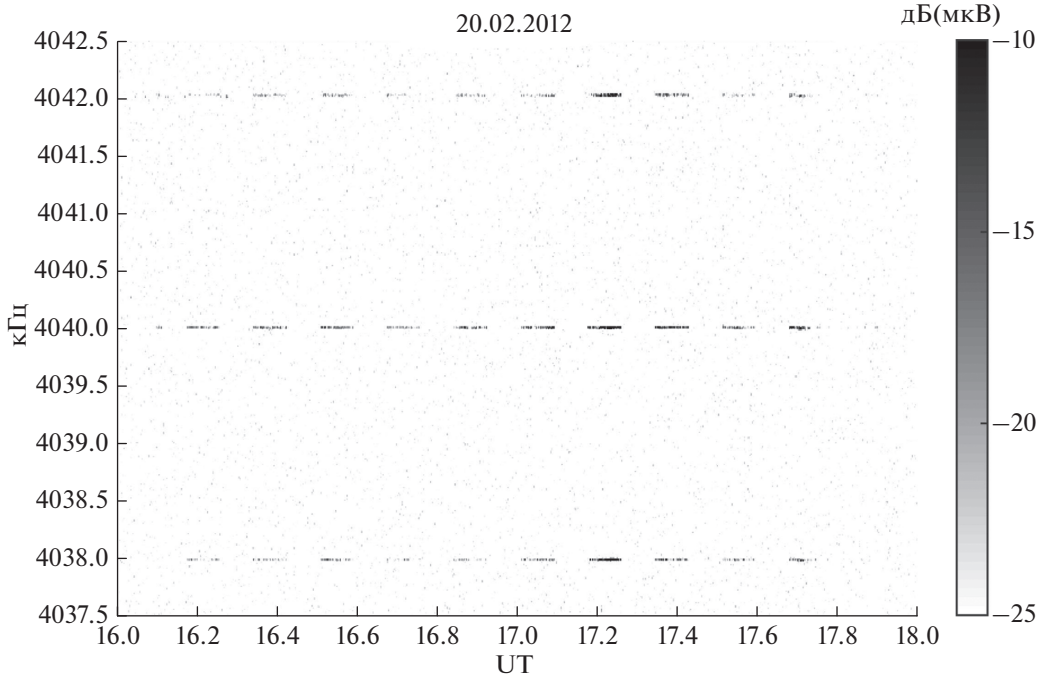


Рис. 2. Режим работы стенда EISCAT на несущей частоте с модуляцией во время нагревного эксперимента 20.02.2012 г.

тические, эмпирические и полуэмпирические модели (см., например, [Friedrich et al., 2018; Ferguson, 1995]) в определенной степени описывают состояние *D*-области в различных гелиогеофизических условиях. В то же время, обоснование и верификация этих моделей требуют привлечения экспериментальных данных, что для *D*-области ионосферы представляет достаточно сложную задачу. Как указывалось выше, наиболее надежным источником экспериментальных данных по параметрам нижней ионосферы является анализ распространения в ионосфере электромагнитного излучения КНЧ/ОНЧ диапазона.

Такие мощные геофизические события, как солнечные вспышки [Mitra,1974; Thomson et al., 2004], геомагнитные бури [Peter et al., 2006], протонные высыпания [Clilverd et al., 2006], гамма-вспышки [Tanaka et al., 2010], солнечные затмения [Klobuchar, Whitney, 1965; Singh et al., 2012], разряды молний [Rodger, 1999] и землетрясения [Hayakawa et al., 1996], могут приводить к существенному изменению ионизации *D*-области ионосферы. Результаты многочисленных исследований [Thomson, 2010; Thomson et al., 2011] свидетельствуют о том, что солнечные вспышки приводят к изменению профиля электронной концентрации нижней ионосферы, что, в свою очередь, оказывает влияние на амплитуды и фазы сигналов сверхдлинноволновых (СДВ) станций (рис. 5). Анализ вариаций амплитудно-фазовых характеристик этих сигналов позволяет восстанавливать параметры ионосферы во время воздействия рентгеновского излучения вспышки с использованием определенных допущений об исходном состоянии среды.

С 2014 г. в ГФО “Михнево” ведется непрерывная регистрация сигналов СДВ радиостанций, расположенных по всему миру [Gavrilov et al., 2017]. Схема расположения СДВ передатчиков и их основные параметры приведены на рис. 6 и в табл. 2.

Для восстановления параметров среднеширотной ионосферы во время солнечных вспышек по данным вариаций амплитудно-фазовых характеристик этих сигналов была разработана специальная методика [Gavrilov et al., 2017; Гаврилов и др., 2020]. Так же, как это делают другие исследователи, высотный профиль электронной концентрации в этой методике задается двухпараметрической эмпирической моделью Уайта–Фергюсона [Wait, Spies, 1964; Ferguson, 1995]:

$$Ne(z) = 1.43\times10^{7}\exp(\beta - 0.15)\times \times (z - h')\exp(-0.15h'), \quad (1)$$

где h' (км) – эффективная высота отражения радиосигнала и β (км$^{-1}$) – скорость увеличения электронной концентрации (см$^{-3}$) с высотой.

Для исключения влияния различий в поведении параметров радиосигналов на различных трассах и для устранения неопределенности в задании параметров спокойной (предвспышечной) ионосферы [Basak, Chakrabarti, 2013], в рамках этой методики для восстановления параметров

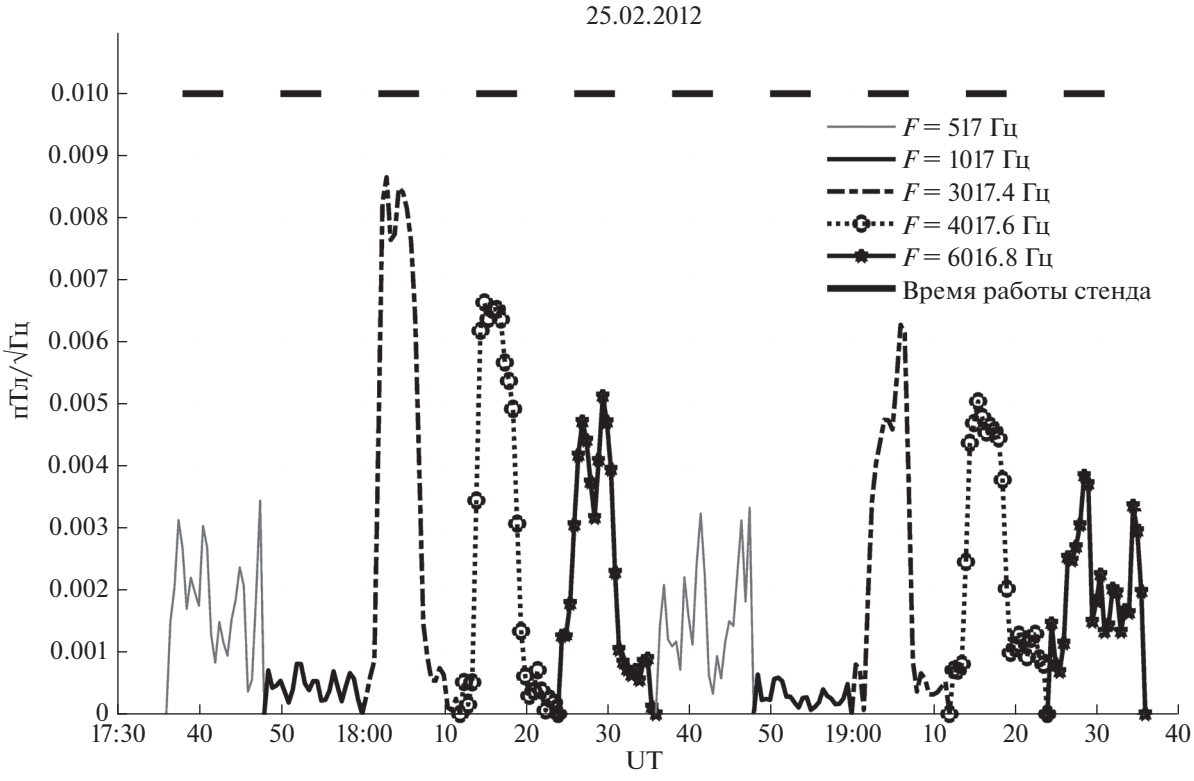


Рис. 3. Результаты регистрации модуляционных частот во время эксперимента по искусственной модификации ионосферы на стенде EISCAT 20.02.2012 г.

D-области ионосферы использовались данные регистрации сигналов от двух СДВ передатчиков: GQD (22100 Гц, 54.732° N, 2.883° E) и GBZ (19580 Гц, 54.912° N, 3.278° E), расположенных на малом по сравнению с длиной трассы (~2500 км) расстоянии друг от друга (32 км). Поэтому можно считать, что их сигналы распространяются вдоль одной трассы.

На рис. 7 представлены зависимости параметра β (левая панель) и параметра *h*' (правая панель) от потока рентгена. Черной кривой показаны результаты расчета параметров β и *h*' для солнечной вспышки 10 сентября 2017 г., выполненные с использованием модифицированной методики [Gavrilov et al., 2017; Гаврилов и др., 2020], серыми кружками показаны результаты, полученные в работах [Thomson et al., 2005; Basak, Chakrabarti, 2013] для ряда солнечных вспышек 2000–2011 гг.

Расхождение результатов может быть обусловлено тем, что в работах [Thomson et al., 2005; Basak, Chakrabarti, 2013] значения параметров спокойной (предвспышечной) ионосферы определя-

Таблица 2. Основные характеристики СДВ передатчиков, сигналы от которых непрерывно регистрируются в ГФО "Михнево"

СДВ станция	Частота, Гц	Битрейт, Гц	Широта, °	Долгота, °	Страна
JXN	16400	200	66.982	13.872	Норвегия
HWU	18300	200	46.713	1.245	Франция
GBZ	19580	200	54.912	–3.278	Англия
ICV	20270	200	40.923	9.731	Италия
FTA	20900	100	48.545	2.579	Франция
HWU	21750	200	46.713	1.245	Франция
GQD	22100	100	54.732	–2.883	Великобритания
DHO	23400	200	53.074	7.614	Германия
TBB	26700	100	37.418	27.323	Турция

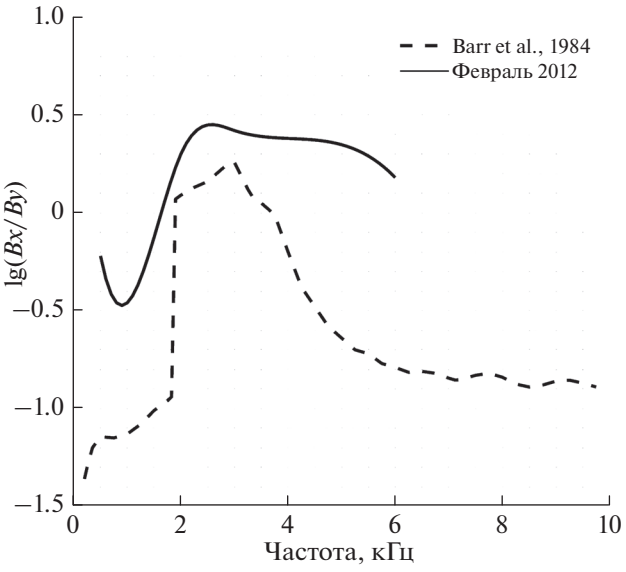


Рис. 4. Зависимость поляризации сигналов от частоты. Сплошная – эксперимент EISCAT–"Михнево", февраль 2012 г. Штриховая – расчет по модели [Barr et al., 1985].

лись по данным статистических и эмпирических моделей. В модифицированной методике значения параметров спокойной дневной ионосферы были получены путем анализа изменений значений амплитуды и фазы СДВ сигналов на двухчастотной трассе, вызванных ростом ионизации во время рентгеновской вспышки.

Для построения эмпирических зависимостей параметров h' и β от энергии вспышек в рентгеновском диапазоне 0.05–0.4 нм [satdat.ngdc.noaa.gov/sem/goes/data/full/] были проанализированы семь вспышек *M*- и *X*-класса, произошедших в 2014–1017 гг. (табл. 3).

Из рис. 8 хорошо видно, что при различных начальных условиях, начиная с энергии ~0.04–0.07 мДж/см^2, зависимость эффективной высоты отражения h' и градиента нарастания электронной концентрации β от энергии выходит на единый тренд. Если предположить, что зависимость h' и β от lg(E) в диапазоне энергии 0.07–15 мДж/см^2 является линейной, то уравнения этих прямых будут иметь вид:

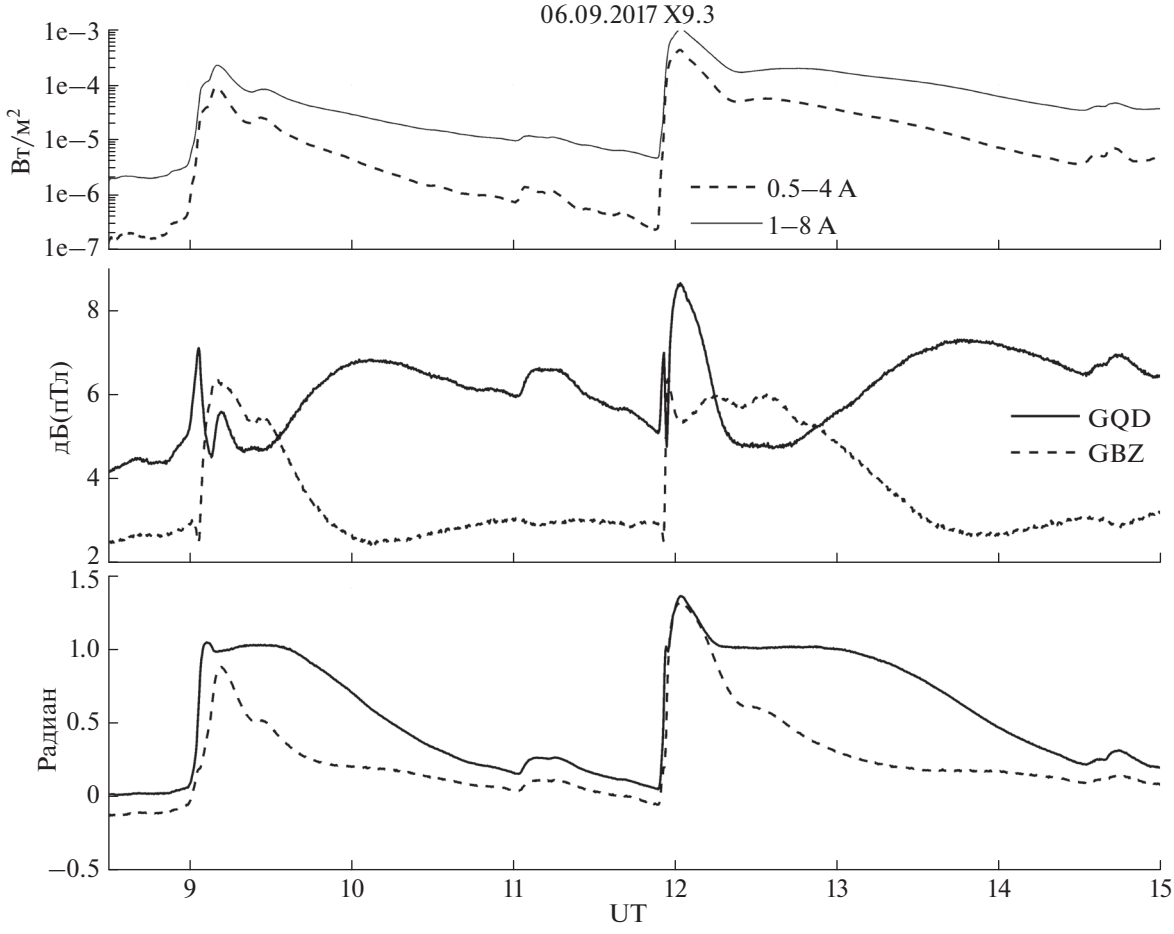


Рис. 5. Влияние солнечной рентгеновской вспышки 06.09.2017 г. на амплитудно-фазовые характеристики сигналов СДВ станций GQD и GBZ.

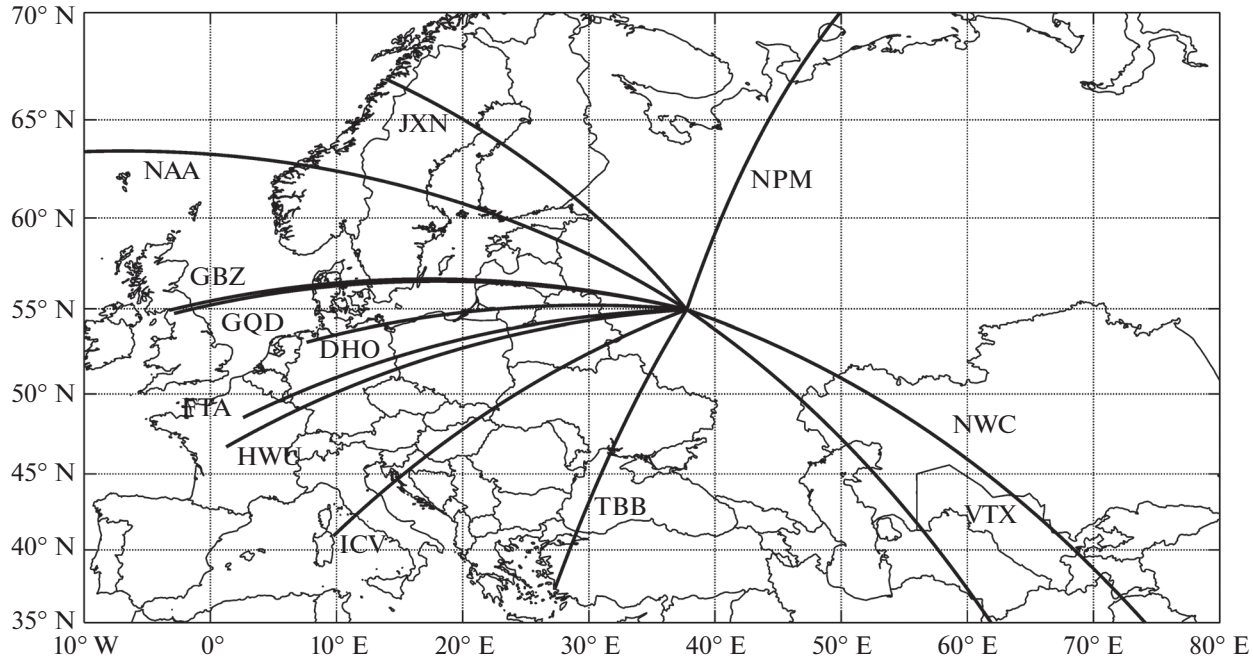


Рис. 6. Схема расположения СДВ передатчиков, сигналы от которых непрерывно регистрируются в ГФО “Михнево”.

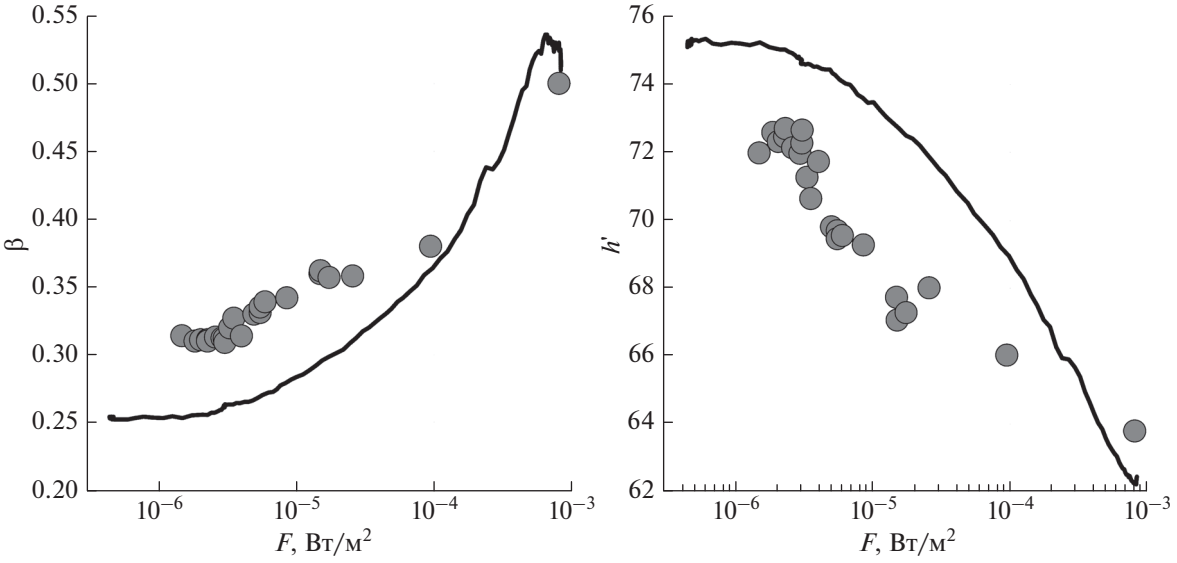


Рис. 7. Результаты восстановления параметров β (левая панель) и h' (правая панель) в зависимости от потока рентгена. Сплошными линиями показаны результаты, полученные в ИДГ РАН, серыми кружками – результаты, полученные в работах [Thomson et al., 2005; Basak, Chakrabarti, 2013].

$$h' = -5.3\lg(E) + 63.3, \quad (2)$$

$$\beta = 0.18\lg(E) + 0.54. \quad (3)$$

Таким образом, использование разработанной методики восстановления профилей электронной концентрации в нижней ионосфере при рентгеновских вспышках разных классов на паре совпадающих среднеширотных радиотрасс СДВ передатчиков GQD и GBZ позволило получить количественные данные о зависимости восстановленных параметров h' и β от параметров возмущений.

Многолетние измерения амплитудно-фазовых характеристик сигналов СДВ диапазона, полу-

Таблица 3. Основные параметры вспышек

Дата	Класс	Время начала, UT	Время максимума потока 0.1–0.8 нм, UT
10.06.2014 г.	X2.2	11:38:24	11:42:05
06.09.2017 г.	X2.2	08:59:24	09:10:27
06.09.2017 г.	X9.3	11:53:24	12:02:14
07.09.2017 г.	M1.3	09:51:00	09:54:07
07.09.2017 г.	M7.3	10:13:12	10:15:47
07.09.2017 г.	X1.3	14:21:00	14:36:33
10.09.2017 г.	X8.3	15:35:00	16:06:00

ченные в ГФО “Михнево”, являются уникальным источником данных для верификации плазмохимических моделей нижней ионосферы. Это связано с тем, что радиофизические параметры крайне чувствительны к пространственно-временной динамике высотного профиля концентрации электронов *Ne*. Более того, такой подход к верификации плазмохимических моделей позволяет не только отойти от сравнения результатов с данными единичных геофизических экспериментов, на которых сама модель зачастую строится, но и использовать при анализе данные непрерывного мониторинга, объем которых на много порядков превышает количество экспериментальных измерений *Ne*, полученных методом ракетного зондирования ионосферы. Отметим, что амплитуды и фазы электромагнитных волн этого диапазона частот могут быть использованы не только для верификации результатов, но и для коррекции моделей в части оценки плохо известных параметров нижней ионосферы. Кроме того, подобная проверка результатов модели позволяет напрямую оценить ее прогностические способности в решении задач распространения радиоволн СДВ диапазона, и, как следствие, путем коррекции модельных параметров можно существенно повысить точность решения прикладных задач. Экспериментальные данные по вариациям амплитуды СДВ сигналов были успешно использованы для верификации плазмохимических моделей *D*-области ионосферы во время рентгеновских вспышек различной мощности [Bekker et al., 2021].

На рис. 9 представлены результаты верификации 5-компонентной модели ионизационно-рекомбинационного цикла нижней ионосферы [Kozlov et al., 2014] на двух европейских СДВ-трассах: GQD–Михнево, ICV–Михнево. На левых панелях изображены теоретический и экспериментальный ход амплитуды радиоволны, принятой

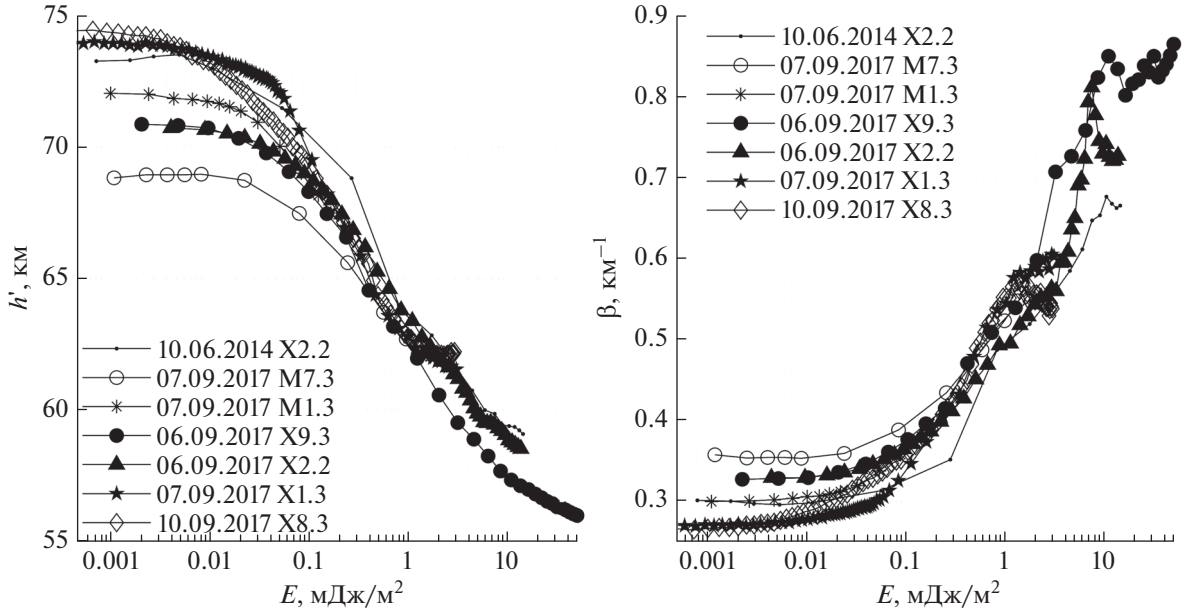


Рис. 8. Зависимость эффективной высоты отражения *h*' (левая панель) и градиента нарастания электронной концентрации β (правая панель) от энергии рентгеновского излучения в диапазоне 0.05–0.4 нм.

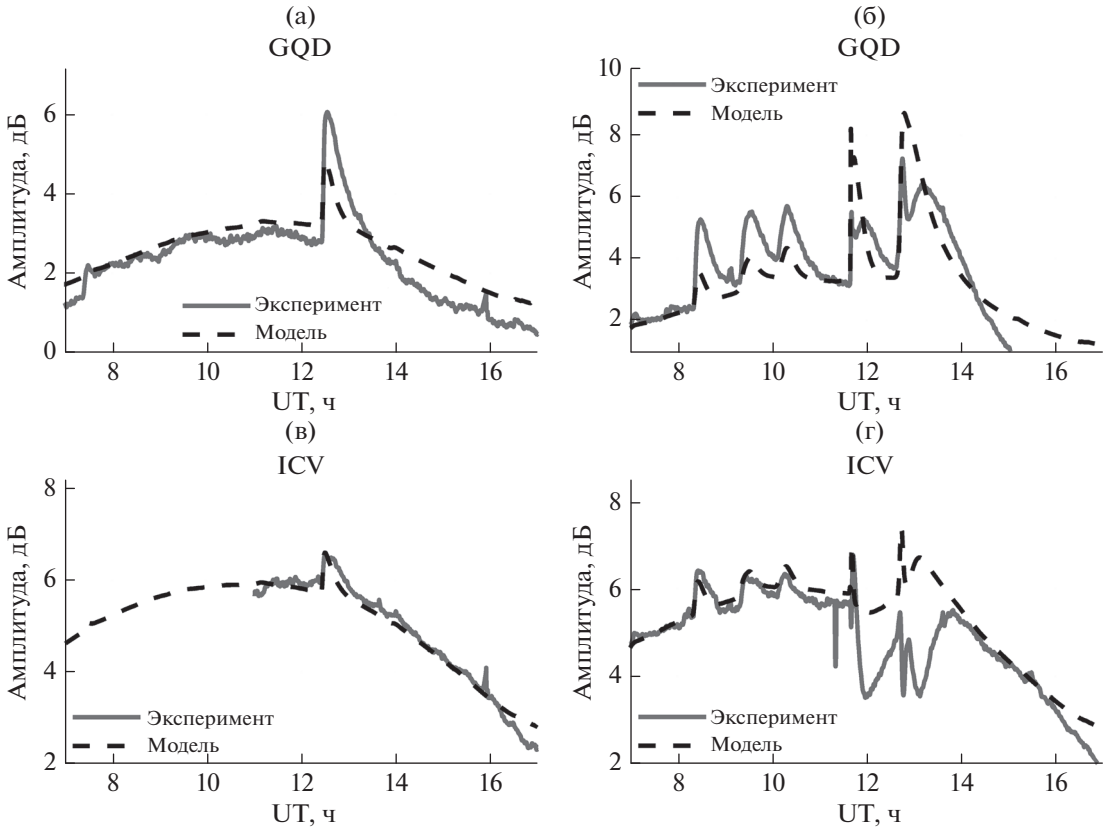


Рис. 9. Временной ход амплитуды радиоволны от передатчика GQD во время рентгеновских вспышек *C*- и *X*-класса, произошедших 09.06.2014 г. (а) и 10.06.2014 г. (б), и от передатчика ICV для 9.06.2014 г. (в) и 10.06.2014 г. (г) соответственно.

от передатчиков GQD и ICV в течение нескольких часов 09.06.2014 г., когда произошла вспышка *C*9.0 (12:29 UT). Правые панели построены по данным от 10.06.2014 г., во время которого последовательно произошли три вспышки *C*-класса (*C*3.9 08:25 UT; *C*5.1 09:31 UT; *C*5.0 10:17 UT) и две вспышки *X*-класса (*X*2.2 11:42 UT; *X*1.5 12:52 UT). Во время перечисленных рентгеновских вспышек рассматриваемые европейские трассы были полностью освещены.

В результате количественного сопоставления теоретических и экспериментальных значений амплитуды было получено, что рассматриваемая модель [Kozlov et al., 2014] достаточно хорошо описывает возмущения малой мощности. Отметим, что ошибки в моделировании вспышек *X*-класса могут быть связаны с тем, что при проведении расчетов не учитывалась сверхжесткая компонента рентгеновского излучения, которая по данным обсерватории RHESSI присутствует в анализируемых вспышках [http://sprg.ssl.berkeley.edu/~tohban/browser/].

Опыт использования накопленного в ГФО “Михнево” массива экспериментальных данных по распространению СДВ сигналов на разнонаправленных трассах различной протяженности позволяет проводить подобную верификацию теоретических моделей в широком диапазоне широт в спокойных условиях и во время естественных возмущений различной природы. В настоящее время помимо количественной оценки работоспособности моделей данные наземных радиофизических измерений используются для коррекции недостаточно хорошо изученных плазмохимических параметров среды.

ДИНАМИКА ВЕРХНЕЙ ИОНОСФЕРЫ ПО ДАННЫМ ПРИЕМНИКОВ ГНСС

Для изучения процессов, происходящих в верхней ионосфере, активно используются данные глобальных навигационных спутниковых систем (ГНСС) ГЛОНАСС, GPS, BeiDou, Galileo. Использование фазовых и кодовых измерений сигналов навигационных спутников двухчастотными приемниками ГНСС позволяет получать данные о величине полного электронного содержания (ПЭС) на луче приемник–спутник [Lanyi, Roth, 1988]. Эта величина является основным интегральным параметром, дающим информацию о различных процессах, происходящих в ионосфере.

Существует несколько подходов к решению задачи восстановления абсолютного значения

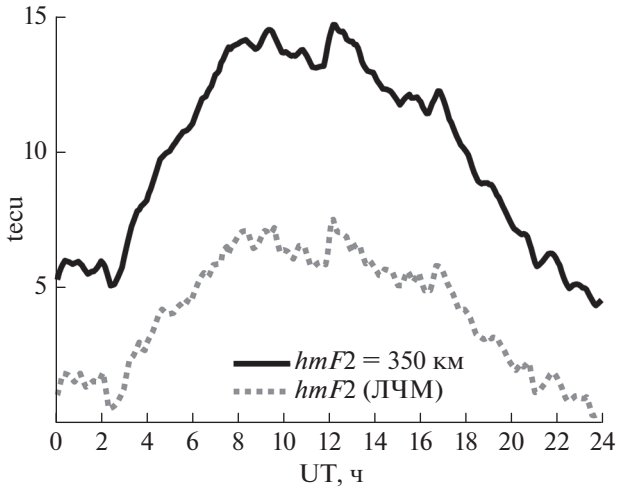


Рис. 10. Результаты восстановления абсолютного значения ПЭС 06.09.2017 г. для фиксированной высоты максимума *F*2 слоя (сплошная кривая), значения максимума *F*2 были получены из данных ЛЧМ (пунктирная кривая).

ПЭС. Методом компьютерной томографии эта задача успешно решается с использованием данных, получаемых из сетей приемников ГНСС с соблюдением определенных требований к их расположению. Однако для регионов с малым числом приемников имеет смысл использовать оценки вертикального ПЭС над станцией. Для решения этой задачи необходима коррекция экспериментальных данных путем включения ряда факторов, основным из которых является определение и учет дифференциальных кодовых задержек (ДКЗ, DCB – Differential code bias), связанных с различием времени распространения сигналов разных частот в радиочастотных трактах приемо-передающего оборудования.

В ГФО “Михнево” ведется непрерывный мониторинг сигналов ГНСС, по данным которого проводятся расчеты параметров ROT (rate of TEC) и ROTI (rate of TEC index), а также осуществляется восстановление абсолютного значения ПЭС [Mylnikova et al., 2015]. Значение вертикального ПЭС может быть получено из уравнения:

$$I_M = SI_V + I_{BIAS}, \quad (4)$$

где: I_V – искомое вертикальное значение ПЭС; I_{BIAS} – поправка к абсолютному значению ПЭС, связанная с ДКЗ; S – функция преобразования наклонного значения ПЭС в вертикальное, имеющая вид:

$$S = \left[\cos\left\{\arcsin\left(\frac{R_E}{R_E + h_m F2}\sin\left[\alpha(90-\theta)\right]\right)\right\}\right]^{-1}, \quad (5)$$

где: θ – угол возвышения спутника; R_E – радиус Земли; $h_m F2$ – высота максимума *F*2-слоя; α – коэффициент, зависящий от высоты ионосферной точки, вводящийся для корректного учета высоты ионосферного слоя.

В большинстве современных работ, посвященных восстановлению абсолютного значения ПЭС, используется фиксированная высота максимума *F*-слоя ионосферы. Проведенные исследования показали, что использование реальной высоты максимума *F*2-слоя приводит к существенному изменению величины абсолютного значения ПЭС (рис. 10).

Важной задачей при исследовании возмущений среднеширотной ионосферы является оцен-

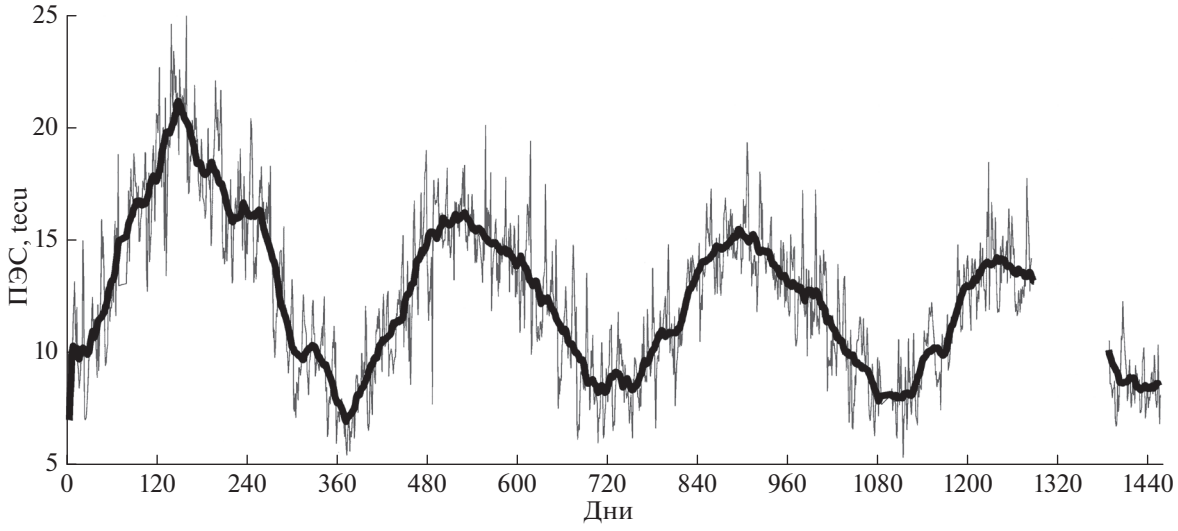


Рис. 11. Результаты расчета суточного медианного значения вертикального ПЭС по экспериментальным данным, полученным в ГФО “Михнево” за период с 2016 по 2019 гг.

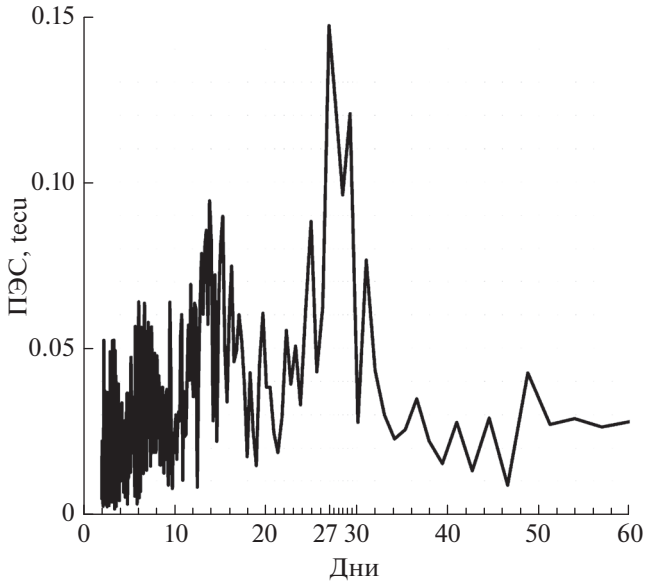


Рис. 12. Спектр вертикального ПЭС, построенный по данным приемника Javad Sigma, полученным за 4 года (с 2016 по 2019 гг.).

ка факторов, влияющих на динамику ПЭС. На рис. 11 приведены результаты расчета вертикального значения ПЭС по данным приемника Javad Sigma за период с 2016 по 2019 гг. Наблюдаются ярко выраженные годовые вариации абсолютного значения ПЭС, а также линейный убывающий тренд, связанный с 11-летним циклом солнечной активности. При спектральном анализе удалось выявить 27-дневные вариации вертикального ПЭС (рис. 12). Частота наблюдаемых колебаний может быть объяснена изменением потока солнечного излучения, связанного с периодом вращения Солнца вокруг своей оси.

СИНХРОННЫЕ ВАРИАЦИИ НИЖНЕЙ И ВЕРХНЕЙ ИОНОСФЕРЫ ПО ДАННЫМ КНЧ/ОНЧ

Согласованный анализ сигналов глобальных навигационных систем и амплитудно-фазовых характеристик СДВ сигналов дает возможность исследовать взаимосвязь и динамику возмущений верхней и нижней ионосферы [Gavrilov et al., 2019b]. На рис. 13 показаны результаты измерения фаз сигналов от передатчиков GQD и DHO во время магнитной бури 17.03.2015 г. и вариации ПЭС на станциях vis0 и sass, которые расположены на трассах распространения СДВ сигналов. Приблизительно в 16:30 наблюдалось резкое изменение фазы СДВ сигналов и существенные вариации ПЭС. На остальных трассах такого эффекта в этот момент времени не наблюдалось, что может свидетельствовать о локализации возмущения верхней и нижней ионосферы в области, выделенной на рис. 13.

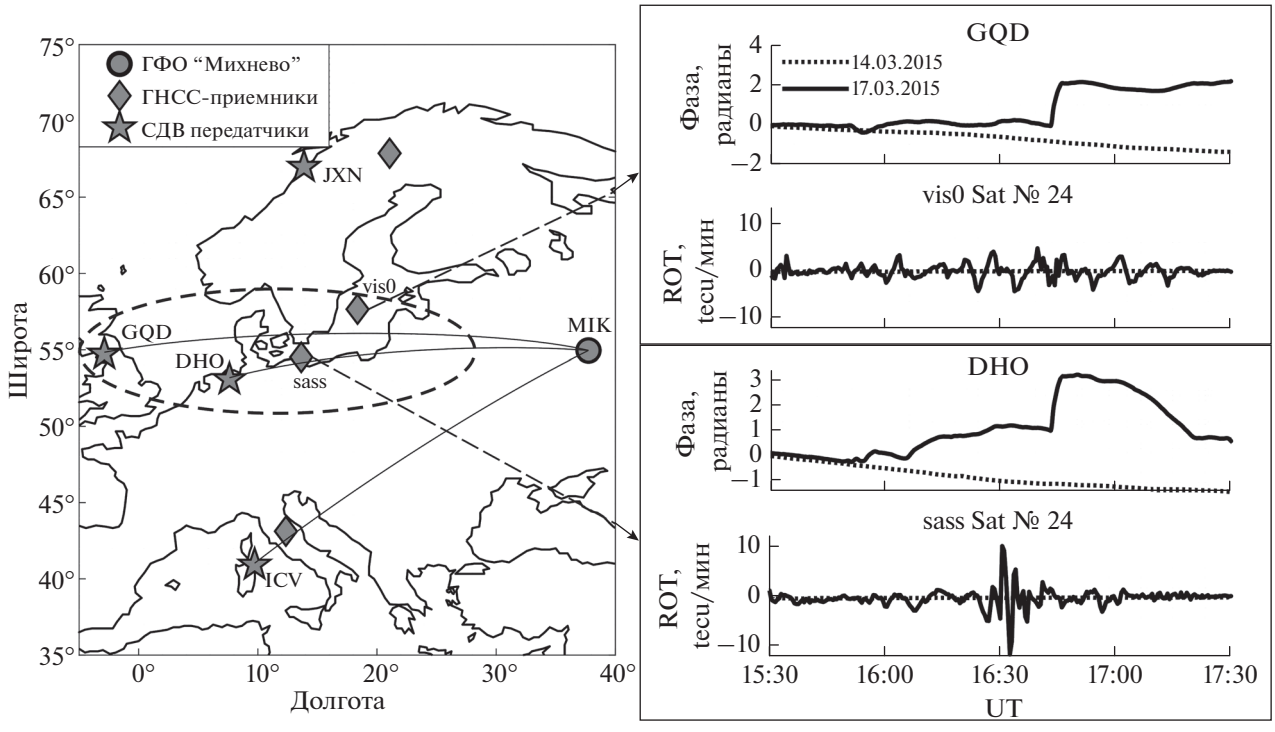


Рис. 13. Вариации амплитуды СДВ сигналов и величины ПЭС во время магнитной бури 17.03.2015 г.

Полученные в работе результаты демонстрируют не только временную и пространственную связь возмущений в ионосфере, представляющей собой единую систему плазмохимических, конвективных, электродинамических процессов, но и позволяют оценить вклад различных высот в ионосферную динамику.

При анализе и использовании данных по ПЭС необходимо принимать во внимание особенности распределения электронной концентрации по высоте в зависимости от вида гелиогеофизического события, действующих механизмов и агентов возмущений геофизической среды.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследования пространственно-временной динамики возмущений среднеширотной ионосферы требуют проведения комплексных измерений взаимосвязанных процессов в различных областях ионосферы в различных гелиогеофизических условиях. Уникальный радиофизический комплекс геофизической обсерватории "Михнево" позволяет получать данные об особенностях структуры и динамики ионосферной плазмы в среднеширотной зоне Европейской части страны. Широкий спектр измерительного оборудования используется для проведения синхронных радиофизических, магнитометрических и электрофизических исследований в режиме реального времени.

Для наблюдения за процессами, происходящими в *E*- и *F*-областях ионосферы, в обсерватории проводятся измерения в КВ диапазоне, ЛЧМ зондирование, регистрация сигналов глобальных навигационных спутниковых систем. Использование фазовых и кодовых измерений сигналов навигационных спутников двухчастотными приемниками ГНСС позволяет получать данные о величине полного электронного содержания на луче приемник–спутник – основного интегрального параметра, дающего информацию о процессах в верхней ионосфере.

При анализе и использовании данных по ПЭС необходимо принимать во внимание особенности распределения электронной концентрации по высоте в зависимости от вида гелиогеофизического события, действующих механизмов и агентов возмущений геофизической среды. Синхронные измерения вариаций параметров верхней и нижней ионосферы обнаружили их связь и влияние неоднородностей нижней ионосферы на величину ПЭС.

Согласованный анализ сигналов глобальных навигационных систем и амплитудно-фазовых характеристик СДВ сигналов дает возможность исследовать взаимосвязь и динамику возмущений верхней и нижней ионосферы. Полученные в работе результаты демонстрируют не только временную и пространственную связь возмущений в ионосфере, но и позволяют оценить вклад различных высот в ионосферную динамику.

К существенному изменению ионизации *D*-области ионосферы приводят те же геофизические процессы, что вызывают возмущения верхней ионосферы: солнечные вспышки, геомагнитные бури, протонные высыпания, гамма-вспышки, солнечные затмения, разряды молний и землетрясения. Анализ вариаций амплитудно-фазовых характеристик сигналов СДВ передатчиков позволяет восстанавливать параметры ионосферы во время воздействия рентгеновского излучения вспышки и, с использованием определенных допущений, исходное состояние ионосферы. Была разработана специальная методика, в рамках которой для восстановления параметров *D*-области ионосферы использовались данные регистрации сигналов от двух СДВ передатчиков, расположенных на малом по сравнению с длиной трассы расстоянии друг от друга, что позволило считать, что их сигналы распространяются вдоль одной трассы. Анализ вариаций амплитудно-фазовых характеристик СДВ передатчиков при солнечных вспышках позволил получить количественные данные о зависимости восстановленных параметров нижней ионосферы от энергии, длительности, скорости нарастания, спектра вызвавшего его рентгеновского излучения.

Одним из перспективных методов генерации КНЧ/ОНЧ излучения является направленная модификация ионосферы мощным КВ радиоизлучением, модулированным низкой частотой. Возможности этого метода активно исследуется в экспериментах на специально созданных мощных КВ передатчиках, оборудованных многофункциональными диагностическими комплексами. По существу, нагревные эксперименты кроме своего прикладного значения важны как метод прямых исследований взаимосвязи возмущений в верхней и нижней ионосфере. Изменение проводимости ионосферы вследствие ее разогрева мощным электромагнитным излучением приводит к модуляции ионосферных токов с последующим излучением НЧ радиосигналов на частоте модуляции ВЧ радиосигнала.

ИДГ РАН принимал участие в ряде нагревных экспериментов. Во время проведения эксперимента на стенде EISCAT-Heating в феврале 2012 г. были впервые зарегистрированы и исследованы на частотах модуляции в килогерцовом диапазоне частот сигналы амплитудой в единицах фТл на расстоянии ~2000 км от ионосферного источника. Эксперименты позволили детально исследовать условия генерации и распространения ОНЧ радиоизлучения на значительные расстояния, их зависимость от гелиогеофизических условий в

районе нагрева и на трассе распространения сигнала.

Важнейшим аспектом применения результатов экспериментальных исследований, проводимых в обсерватории "Михнево", является их использование в качестве уникального источника данных для верификации теоретических моделей нижней ионосферы. Ее результаты позволили увеличить прогностические возможности моделей в решении задач распространения радиоволн СДВ диапазона и существенно повысить точность решения фундаментальных и прикладных задач в этой области научных исследований.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования РФ (тема АААА-А17-117112350014-8).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Адушкин В.В., Зецер Ю.И., Гаврилов Б.Г., Санина И.А., Спивак А.А. Комплекс измерений геофизических полей и процессов взаимодействия геосфер обсерватории "Михнево". Динамические процессы в системе внутренних и внешних взаимодействующих геосфер. 2005. М.: ИДГ РАН. С. 13–18.

Адушкин В.В., Гаврилов Б.Г., Горелый К.И., Рыбнов Ю.С., Харламов В.А. Геофизические эффекты солнечного затмения 29 марта 2006 г. // Докл. РАН. 2007. Т. 417. № 4. С. 535–540.

Гаврилов Б.Г., Ермак В.М., Ляхов А.Н., Поклад Ю.В., Рыбаков В.А., Ряховский И.А. Восстановление параметров среднеширотной нижней ионосферы при солнечных вспышках М- и Х-классов // Геомагнетизм и аэрономия. 2020. Т. 60. С. 762–768.
https://www.elibrary.ru/item.asp?id=44096071
https://doi.org/10.31857/S0016794020060048

Barr R., Rietveld M.T., Kopka H., Stubbe P., Nielsen E. Extra-low-frequency radiation from the Polar Electrojet Antenna // Nature. 1985. V. 317. P. 155–157.

Basak T., Chakrabarti S.K. Effective recombination coefficient and solar zenith angle effects on low-latitude D-region ionosphere evaluated from VLF signal amplitude and its time delay during X-ray solar flares // Astrophys. Space Sci. 2013. V. 348. P. 315–326.
https://doi.org/10.1007/s10509-013-1597-9

Bekker S.Z., Ryakhovsky I.A., Korsunskaya J.A. Modeling of the lower ionosphere during solar X-ray flares of different classes // J. Geophys. Res.: Space Physics. 2021. V. 126. e2020JA028767.

Blagoveshchenskaya N.F., Borisova T.D., Yeoman T.K., Rietveld M.T., Ivanova I.M., Baddeley L.J. Artificial small-scale field-aligned irregularities in the high latitude *F* region of the ionosphere induced by an *X*-mode HF heater wave // Geophys. Res. Lett. 2011. V. 38.
https://doi.org/10.1029/2011GL046724

Clilverd M.A., Seppala A., Rodger C.J., Thomson N.R., Verronen P.T., Turunen E., Ulich T., Lichtenberger J., Steinbach P. Modeling polar ionospheric effects during the October–November 2003 solar proton events // Radio Sci. 2006. V. 41. RS2001.
https://doi.org/10.1029/2005RS003290

Ferguson J.A. Ionospheric model validation at VLF and LF // Radio Sci. 1995. V. 30. № 3. P. 775–782.

Friedrich M., Pock C., Torkar K. FIRI-2018, an updated empirical model of the lower ionosphere // J. Geophys. Res. 2018. V. 123. P. 6737–6751.

Gavrilov B.G., Ermak V.M., Poklad Y.V., Ryakhovskii I.A. Estimate of variations in the parameters of the midlatitude lower ionosphere caused by the solar flare of September 10, 2017 // Geomagn. Aeron. 2019a. V. 59.
https://www.elibrary.ru/item.asp?id=39249159
https://doi.org/10.1134/S0016793219050049

Gavrilov B.G., Zetser Y.I., Lyakhov A.N., Poklad Y.V., Ryakhovskii I.A. Correlated disturbances of the upper and lower ionosphere from synchronous measurements of parameters of GNSS signals and VLF radio signals // Cosmic Res. 2019b. V. 57.
https://www.elibrary.ru/item.asp?id=36748404
https://doi.org/10.1134/S0010952519010039

Gavrilov B.G., Zetser Y.I., Lyakhov A.N., Poklad Y.V., Ryakhovskii I.A. Spatiotemporal distributions of the electron density in the ionosphere by records of the total electron content and phase of VLF radio signals // Geomagn. Aeron. 2017. V. 57.
https://www.elibrary.ru/item.asp?id=29757585
https://doi.org/10.1134/S0016793217040065

Gavrilov B.G., Zetser Y.I., Ryakhovskii I.A., Poklad Y.V., Ermak V.M. Remote sensing of ELF/VLF radiation induced in experiments on artificial modification of the ionosphere // Geomagn. Aeron. 2015. V. 55.
https://www.elibrary.ru/item.asp?doi=10.7868/S0016794015040045
https://doi.org/10.1134/S0016793215040040

Getmantsev G.G., Zuikov N.A., Kotik D.S., Mironenko L.F., Mityakov N.A., Rapoport V.O., Sazonov Yu.A., Trakhtengerts V.Yu., Eidman V.Ya. Combination frequencies in the interaction between high-power short-wave radiation and ionospheric plasma // JETP Letters. 1974. V. 20. P. 101–102.

Hayakawa M., Molchanov O.A., Ondoh T., Kawai E. The precursory signature effect of the Kobe earthquake on VLF subionospheric signals // J. Commun. Res. Lab. 1996. V. 43. P. 169–180.

Klobuchar J.A., Whitney H. E. Ionospheric electron content measurements during a solar eclipse // J. Geophys. Res. 1965. V. 70. P. 1254–1257.

Kozlov S.I., Lyakhov A.N., Bekker S.Z. Key Principles of constructing probabilistic statistical ionosphere models for the radiowave propagation problems // Geomagn. Aeron. 2014. V. 54. № 6. P. 767–779.

Lanyi G.E., Roth T. A comparison of mapped and measured total ionospheric electron content using global positioning system and beacon satellite observations // Radio Sci. 1988. № 23. P. 483–492.

Mitra A.P. Ionospheric effects of solar flares. Dordrecht: D. Reidel Publishing Co. 1974. 307 p.

Mylnikova A.A., Yasyukevich Yu.V., Kunitsyn V.E., Padokhin A.M. Variability of GPS/GLONASS differential code biases // Results Phys. 2015. V. 5. P. 9–10.
https://doi.org/10.1016/j.rinp.2014.11.002

Peter W.B., Chevalier M.W., Inan U.S. Perturbations of midlatitude subionospheric VLF signals associated with lower ionospheric disturbances during major geomagnetic storms // J. Geophys. Res. 2006. V. 111. A03301.
https://doi.org/10.1029/2005JA011346

Rodger C.J. Red sprites, upward lightning, and VLF perturbations // Rev. Geophys. 1999. V. 37. P. 317–336.

Singh A.K., Singh R., Veenadhari B., Singh A.K. Response of low latitude *D*-region ionosphere to the total solar eclipse of 22 July 2009 deduced from ELF/VLF analysis // Adv. Space Res. 2012. V. 50. P. 1352–1361.
https://doi.org/10.1016/j.asr.2012.07.005

Stubbe P., Kopka H. Modulation of the polar electrojet by powerful HF waves // J. Geophys. Res. 1977. V. 82.
https://doi.org/10.1029/JA082i016p02319

Tanaka Y.T., Raulin J.P., Bertoni F.C.P., Fagundes P.R., Chau J., Schuch N.J., Hobara Y., Terasawa T., Takahashi T. First very low frequency detection of short repeated bursts from magnetar sgr j1550–5418 // Astrophys. J. Lett. 2010. V. 721. P. 24–27.

Thomson N.R., Rodger C.J., Clilverd M.A. Large solar flares and their ionospheric *D* region enhancements // J. Geophys. Res. 2005. V. 110. A06306.
https://doi.org/10.1029/2005JA011008

Thomson N.R., Rodger C.J., Clilverd M.A. Daytime D region parameters from long-path VLF phase and amplitude // J. Geophys. Res. 2011. V. 116. A11305.
https://doi.org/10.1029/2011JA016910

Thomson N.R., Rodger C.J., Dowden R.L. Ionosphere gives size of greatest solar flare // Geophys. Res. Lett. 2004. V. 31. L06803.
https://doi.org/10.1029/2003GL019345

Thomson N.R. Daytime tropical *D* region parameters from short path VLF phase and amplitude // J. Geophys. Res. 2010. V. 115. A09313.
https://doi.org/10.1029/ 2010JA015355

Wait J.R., Spies K.P. Characteristics of the Earth-ionosphere waveguide for VLF radio waves: NBS Technical Note. 1964. P. 300.

Studying the State and Dynamics of the Ionosphere Based on Synchronous Records of SLF/ULF/VLF and HF/UHF Radio Signals at Geophysical Observatory "Mikhnevo"

I. A. Ryakhovskiy[a], *, B. G. Gavrilov[a], Yu. V. Poklad[a], S. Z. Bekker[a], and V. M. Ermak[a]

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

**e-mail: ryakhovskiy88@yandex.ru*

Studying the spatiotemporal dynamics of the disturbances in the atmosphere, upper, and lower ionosphere requires integrated investigation of the interrelated processes at different heights in the different solar-geophysical conditions. The radiophysical equipment at the Geophysical observatory "Mikhnevo" of the Institute of Geosphere Dynamics of the Russian Academy of Sciences (IDG RAS) including magnetic, electrophysical, radio-receiving, and acoustic instruments and ionospheric sounders provides data on the structure and dynamics of the ionospheric plasma in the midlatituduinal European part of Russia. The measurements by the SLF/ULF/VLF receivers and the data from GNSS receivers are used to study synchronous variations in the lower and upper ionosphere caused by the magnetic storms, solar X-ray flares, and experiments on artificial modification of the ionosphere. For processing the data of integrated measurements of the variations in the physical fields, the methods for reconstructing absolute ionospheric total electron content and electron density profile in the lower ionosphere are developed. The obtained experimental data are used for the verification of the models of lower ionosphere developed in IDG RAS.

Keywords: atmosphere, ionosphere, radio wave propagation, solar X-ray flare, total electron content

ФИЗИКА ЗЕМЛИ, 2021, № 5, с. 169–183

УДК 551.511-551.594

ФИЗИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ, ВОЗНИКАЮЩИЕ ПРИ ДВИЖЕНИИ ПЛАЗМЕННЫХ ПОТОКОВ В ИОНОСФЕРЕ

© 2021 г. Б. Г. Гаврилов[1, *], Ю. В. Поклад[1]

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

**E-mail: boris.gavrilov34@gmail.com*

Поступила в редакцию 26.02.2021 г.
После доработки 28.03.2021 г.
Принята к публикации 01.04.2021 г.

Возникновение и эволюция плазменных потоков в ионосфере являются одним из факторов, оказывающих существенное влияние на динамику и состояние геофизической среды. Изучение плазменных и магнитогидродинамических эффектов, возникающих при движении плазменных струй в реальном космосе, затрудняется масштабом явления и сложным характером фоновой среды, представляющей собой сложную нестационарную систему взаимодействующих нейтральных и частично или полностью замагниченных заряженных частиц. Создание теоретических моделей этого явления также является сложной и нерешенной в полной мере научной задачей. В этих условиях важное значение приобретает проведение контролируемых ионосферных плазменных экспериментов. Полученные за последние несколько десятилетий результаты активных ракетных экспериментов позволили исследовать процессы магнитогидродинамического взаимодействия скоростной плазмы и геомагнитного поля, генерацию электромагнитных и МГД волн, оптического излучения в видимом, УФ и ИК диапазонах, ионизацию фонового газа, возникновение сложных систем электрических полей и токов, ускорение заряженных частиц и другие явления. В статье обсуждаются современные физические представления, полученные в результате анализа имеющихся экспериментальных данных, а также задачи и возможности проведения новых активных экспериментов.

Ключевые слова: ионосфера, магнитосфера, плазменные потоки, геомагнитное поле, продольные токи, активные ракетные геофизические эксперименты.

DOI: 10.31857/S0002333721050045

ВВЕДЕНИЕ

Плазменные потоки (ПП) разного масштаба, плотности, состава, скорости, времени существования являются одним из основных элементов космического пространства, магнитосферы Земли и планет, ионосферы и атмосферы. Их возникновение, движение, эволюция и распад, оказывающие огромное влияние на процессы в окружающей среде, одна из фундаментальных проблем астрофизики и геофизики. Само образование магнитосферы есть результат взаимодействия потока солнечной корональной плазмы и геомагнитного поля. При обтекании магнитосферы солнечным ветром происходит диффузия плазмы в магнитное поле и образуется пограничный слой, где осуществляется вязкое взаимодействие с передачей импульса от солнечного ветра к магнитосфере. В пограничном слое поток плазмы, направленной поперек магнитного поля, индуцирует поле $-\mathbf{V} \times \mathbf{B}/c$, что приводит к генерации пар продольных токов на утренней и вечерней сторонах магнитосферы. Каждая пара токов замыкается в полярной ионосфере вдоль границы раздела замкнутых линий магнитного поля и линий, уходящих в хвост.

Экспериментальное исследование токов в пограничной области чрезвычайно затруднено, сами продольные токи очень чувствительны к быстро меняющемуся межпланетному магнитному полю, в результате чего морфология и роль пограничных продольных токов остается недостаточно изученными. Слишком трудно обеспечить одновременное расположение большого количества космических аппаратов в критически важных точках лобовой части и геомагнитного хвоста, чтобы зарегистрировать генерацию полей и токов при инжекции плазмы и их связь с процессами в головной части магнитосферы. Между тем изучение продольных токов, генерируемых плазменной струей при магнитной буре, необходимо для понимания физики захвата плазмы в кольцевой ток. Механизмом захвата заряженных частиц в кольцевой ток является, по-видимому, торможение струи плазмы, передающей импульс ионо-

сфере через продольные токи. Токи генерируются электрическим полем Холла, направленным к Земле вдоль хвоста. Это поле $E = \frac{j \times B}{nec}$ возникает из-за потока электронов, переносящего ток в токовом слое магнитного хвоста. Создается цепь, в которой продольные токи замыкаются в ионосфере за счет проводимости Педерсена, и возникает электроджет, обусловленный проводимостью Холла. Усиление западного электроджета, связанное с возрастанием величины продольных токов, является главным магнитным возмущением в полярной ионосфере.

Взаимодействие потоков плазмы с геомагнитным полем вызывает ряд эффектов в окружающей среде, которые могут оказывать существенное влияние на энергетические характеристики, состояние и динамику ионосферы и верхней атмосферы Земли. Сложность исследования этих процессов в реальной космической обстановке приводит к тому, что вопрос об изменении параметров ионосферы Земли, которое может иметь место в результате джоулева разогрева и ионизации ионосферы на высотах ~100 км при протекании в этой области педерсеновских токов или при высыпании высокоэнергичных электронов, ускоренных в слоях продольных токов вдоль магнитных силовых линий, остается малоизученным. Плазменные потоки могут возникать и оказывать воздействие на процессы в магнитосфере и ионосфере также при входе в магнитосферу Земли крупных метеоритов, стартах ракет, высотных взрывах. Одним из основных каналов передачи энергии, импульса и вещества из магнитосферы в нижние слои ионосферы являются продольные токи (ПТ), текущие вдоль силовых линий геомагнитного поля [Kamide, Baumjohann, 1993]. В плазмосфере и хвосте магнитосферы ПТ вызывают ускорение заряженных частиц, нагрев и движение ионосферы и другие эффекты, наблюдаемые в авроральных областях Земли при магнитных бурях и суббурях. Эти эффекты исследованы и описаны в многочисленных работах [Альвен, 1983; Angelopoulos et al., 1992; Данжи, 1961; Baumjohann et al., 1990; Petrukovich et al., 2001; Lysak, 1985; Iijima, Potemra, 1976; Sergeev et al., 2000; Shiokawa et al., 1997; Зецер и др., 2004]. В меньшей степени исследовано влияние ПТ на динамику и эволюцию самих плазменных потоков. Очевидно, что генерация ПТ токов должна приводить к диссипации энергии и торможению магнитосферной плазмы и влиять на динамику плазменных потоков, в том числе инжектируемых из хвоста магнитосферы. Имеющиеся сегодня представления и теоретические модели, описывающие динамику спорадических плазменных потоков в хвосте магнитосферы, до сих пор не имеют прямых экспериментальных подтверждений. В то же время, количественное изучение и моделирование этого физического эффекта может быть достаточно эффективным в условиях контролируемых лабораторных и ионосферных плазменных экспериментов.

За последние десятилетия проведено множество активных космических экспериментов с инжекцией нейтрального газа, потоков плазмы или пучков заряженных частиц [Адушкин и др., 1993; Bernhardt et al., 1987; Delamere et al., 1996; Dimonte, Wiley, 1991; Fuselier et al., 1994; Pilipenko et al., 2005; Scholer, 1970; Swenson et al., 1992; Valenzuela et al., 1986]. Их возможности были в определенной степени ограничены тем, что измерения проводились в одной или двух точках, что не позволяло получать надежные данные по эволюции и динамике плазменных потоков и процессов, сопровождающих движение плазмы в окружающей среде.

Можно выделить несколько наиболее существенных физических проблем, возникающих при изучении процессов возникновения и эволюции ПП и их взаимодействия с окружающей средой. К ним относятся вытеснение движущейся плотной плазмой магнитного поля, электрическая поляризация плазмы, возникновение ПТ и их воздействие на динамику (торможение) ПП, генерация плазменных и электромагнитных волн, нагрев, возбуждение и ионизация фонового газа, диффузия внешнего магнитного поля в плазменное образование, эволюция замагниченной плазмы.

Статья посвящена обсуждению этих вопросов, а также методам и результатам их исследования в активных ракетных плазменных экспериментах, которые способны в определенной степени способствовать развитию соответствующих научных представлений.

ЭВОЛЮЦИЯ ПП В МАГНИТНОМ ПОЛЕ И ФОНОВОЙ ПЛАЗМЕ

Рассмотрим кратко основные процессы взаимодействия ПП с магнитным полем и фоновой средой для нескольких типичных ситуаций. Одним из основных параметров, определяющих взаимодействие движущейся плазмы с магнитным полем, является отношение кинетической энергии плазменного потока к плотности энергии магнитного поля $\beta = n_i m_i V^2 \Big/ \left(\frac{\mathbf{B}^2}{8\pi}\right)$, где n_i, m_i и V – концентрация, масса и скорость ионов струи и B – индукция магнитного поля. В зависимости от соотношения плотности плазменного потока и окружающего газа, и величины параметра β могут быть рассмотрены несколько сценариев взаимодействия [Gavrilov et al., 1995].

Если плотность энергии плазменной струи превышает плотность энергии магнитного поля ($\beta > 1$), плазма вытесняет магнитное поле, образуя диамагнитную полость. На боковых сторонах

струи образуются слои пространственного заряда, и возникает электрическое поле $\mathbf{E} = -\mathbf{V} \times \mathbf{B}/c$, препятствующее дальнейшему отклонению частиц. При этом струя двигается поперек магнитного поля по прямолинейной траектории. Присутствие фоновой плазмы приводит к генерации альфвеновских волн, распространяющихся вдоль магнитного поля. Альфвеновская волна переносит ток $i = (c^2/4\pi V_A)E$, где V_A – альфвеновская скорость. В пространстве между парой листов продольных противоположно направленных токов электрическое поле вовлекает в движение фоновую плазму [Sobyanin et al., 2002].

Этот процесс приводит к торможению и отклонению ПП, диффузии магнитного поля в плазму, ее эрозии. В случае малой плотности плазмы и сильного магнитного поля, струйное течение плазмы вырождается в ларморовское вращение заряженных частиц, уходящих вдоль магнитного поля [Gavrilov et al., 1994; 1998].

Эти сценарии могут наблюдаться при движении ПП, имеющих соответствующие параметры, достаточно продолжительное время или, как это происходило в большинстве космических плазменных экспериментов, реализовываться как последовательные стадии эволюции плазменной струи в магнитном поле.

Недавний обзор [Haerendel, 2019] содержит весьма полный анализ задач, методов и результатов проведения космических плазменных экспериментов. Возможности большинства из них были в существенной степени ограничены тем, что измерения проводились в одной или двух точках в окрестности плазменного образования, что не давало возможности получения сколько-нибудь полной информации о динамике ПП и процессах в окружающей среде. В 1999 г. были проведены два российско-американских активных ракетных геофизических эксперимента “North Star” [Гаврилов и др., 2003; Erlandson et al., 2002; Gavrilov et al., 2004; Delamere et al., 2004; Pfaff et al., 2004], сценарии и измерительные возможности которых были специально разработаны для исследования различных стадий взаимодействия плазменных потоков различной плотности в ионосфере. Перечисленные выше сценарии эволюции скоростных плазменных струй в магнитном поле рассматриваются ниже на примере результатов этого эксперимента с привлечением данных других космических экспериментов с инжекций плазмообразующих веществ в ионосферу Земли.

ЭКСПЕРИМЕНТ “NORTH STAR”

Уникальная схема эксперимента “North Star” (NS) впервые позволила осуществить комплексные измерения параметров плазменной струи в трех точках траектории движения в ионосфере и провести наиболее полную плазменную диагностику поведения плотных доальфвеновских плазменных струй с $\beta > 1$ и $\beta < 1$, инжектированных в ионосферу Земли перпендикулярно силовым линиям геомагнитного поля. Получены данные по аномальной диффузии, структуре фронта диамагнитной каверны, магнитогидродинамическим возмущениям в фоновой плазме и поляризационным электрическим полям в плазменной струе, генерирующей продольные токи.

Было осуществлено две инжекции на высотах 360 и 280 км. В эксперименте удалось получить данные по динамике и эволюции плазменного потока, составу и энергии заряженных частиц, изменению магнитных и электрических полей в струе и ее окрестностях по данным измерений на четырех модулях на расстояниях от 170 до 1500 м от источника плазмы (рис. 1). Ракета Black Brant XII с плазменными генераторами и научной диагностической аппаратурой была запущена 22.01.1999 г. на полигоне Poker Flat. Схема эксперимента обеспечила инжекцию струй ионизированного алюминия перпендикулярно геомагнитному полю. В процессе обеих инжекций проводились оптические измерения с американского спутника MSX и с поверхности Земли.

В качестве источников плазменной струи использовались взрывные генераторы плазменной струи, установленные на модулях ETG-1 и ETG-2. В генераторах [Адушкин, 2000] используется принцип испарения твердого пористого вещества и ускорения паров сходящейся к оси ударной волной, возбуждаемой взрывом заряда мощного взрывчатого вещества. В качестве рабочего вещества использовался пористый алюминий. Наземные испытания плазменных генераторов показали, что масса струи не превышает 30 г, а максимальная скорость разлета составляет 42 км/с. Энергия плазменной струи равна 5 МДж. Практически вся энергия и масса струи сосредоточены в угле раствора 30º [Erlandson, 2002].

При первой инжекции (далее И-1) за 200 мс до выхода плазменной струи был произведен выпуск 11.5 г сжатого воздуха, создавший на пути струи облако нейтрального газа [Erlandson, 2002]. Цель создания облака заключалась в увеличении ионизации плазмы за счет взаимодействия струи с нейтральными молекулами воздуха. Несмотря на то, что механизм роста ионизации движущейся плазмы при ее взаимодействии с фоновым нейтральным газом остается не до конца изученным, измерения показали, что при выпуске плазмы в воздушное облако наблюдался значительный рост концентрации плазмы. Вторая инжекция плазмы (И-2) была произведена на высоте 280 км. При этом использовался генератор плазмы, установленный на модуле ETG-2. В отличие от перво-

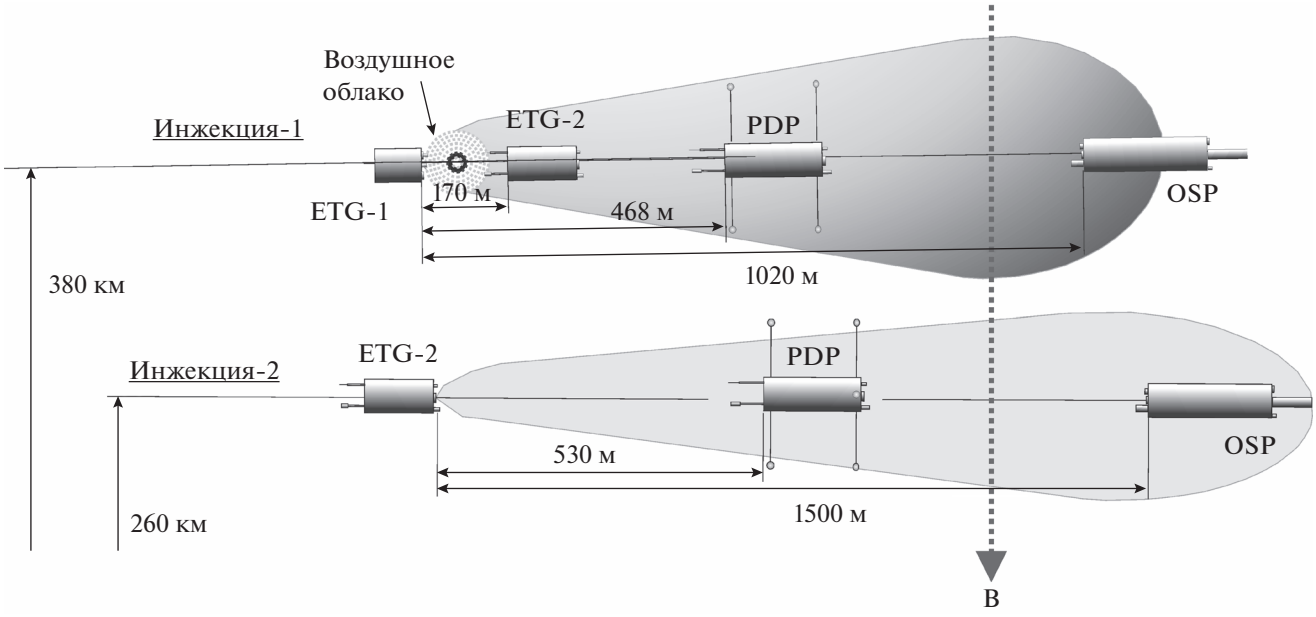


Рис. 1. Схема проведения эксперимента NS.

го эксперимента И-2 проводилась в естественной атмосфере.

Результаты измерения концентрации плазмы и вариаций магнитного поля в струе в эксперименте И-1 на расстояниях 170, 468 и 1020 м от плазменного генератора представлены на рис. 2. Плотность фоновой плазмы до инжекции составила ~7×10^4 см$^{-3}$. Значительный рост концентрации плазмы на расстоянии 170 м от источника струи регистрируется через 4 мс после детонации взрывного генератора, что соответствует скорости прихода плазмы ~42 км/с. Максимум плотности плазмы ~3×10^9 см$^{-3}$ достигается на 7 мс. Далее n_i постепенно снижается. Датчиками модуля ETG-2 зарегистрирована только вариация Y-компоненты магнитного поля, перпендикулярной направлению невозмущенного магнитного поля в момент инжекции.

Резкое увеличение концентрации плазмы на расстоянии 468 м от плазменного генератора зарегистрировано на 13.7 мс, что соответствует средней скорости 34 км/с. На фронте наблюдаются высокочастотные колебания зондового тока. Максимум плотности зарегистрирован на 17.7 мс. Далее плотность плазмы слегка уменьшается, и на 29 мс регистрируется второй пик $n_i = 10^9$ см$^{-3}$. Далее концентрация ионов постепенно уменьшается. На расстоянии 468 м от взрывного генератора вытеснение магнитного поля наблюдалось по всем трем компонентам. Максимальное поджатие магнитного поля (~15%) зарегистрировано на переднем фронте диамагнитной полости к моменту времени 15.4 мс. Далее начинается резкое уменьшение магнитного поля.

Фронт плазменного сгустка на расстоянии 1020 м от плазменного генератора регистрируется на 50.9 мс, что соответствует средней скорости 20 км/с. Максимум плотности $n_i = 4 \times 10^8$ см$^{-3}$ достигается на 57.3 мс. Плотная плазма с концентрацией $n_i > 10^6$ см$^{-3}$ наблюдается в течение 400 мс. Перед фронтом струи наблюдается небольшое усиление магнитного поля, обусловленное распространением магнитозвукового возмущения в ионосферной плазме. Максимальное поджатие магнитного поля достигается на 50.4 мс. Далее магнитное поле начинает уменьшаться вплоть до величины 0.2 Гс на 58 мс. Длительность диамагнитного сигнала совпадает с областью максимальной концентрации плазмы. Степень вытеснения магнитного поля не превышает 60%. Оценка плотности плазмы из баланса давлений на границе диамагнитной полости согласуется в пределах погрешности измерений с данными зондов Ленгмюра.

На рис. 3 изменение концентрации плазмы и магнитного поля в струе показано вместе с измеренным поперечным электрическим полем в плазменной струе. На расстоянии 468 м от взрывного генератора наблюдалось практически полное вытеснение магнитного поля плазменной струей, при этом в области диамагнитной каверны профиль плотности плазмы имеет характерную двухпиковую структуру, что может быть связано с формированием оболочечной структуры плазменного сгустка. Формирование плазменной

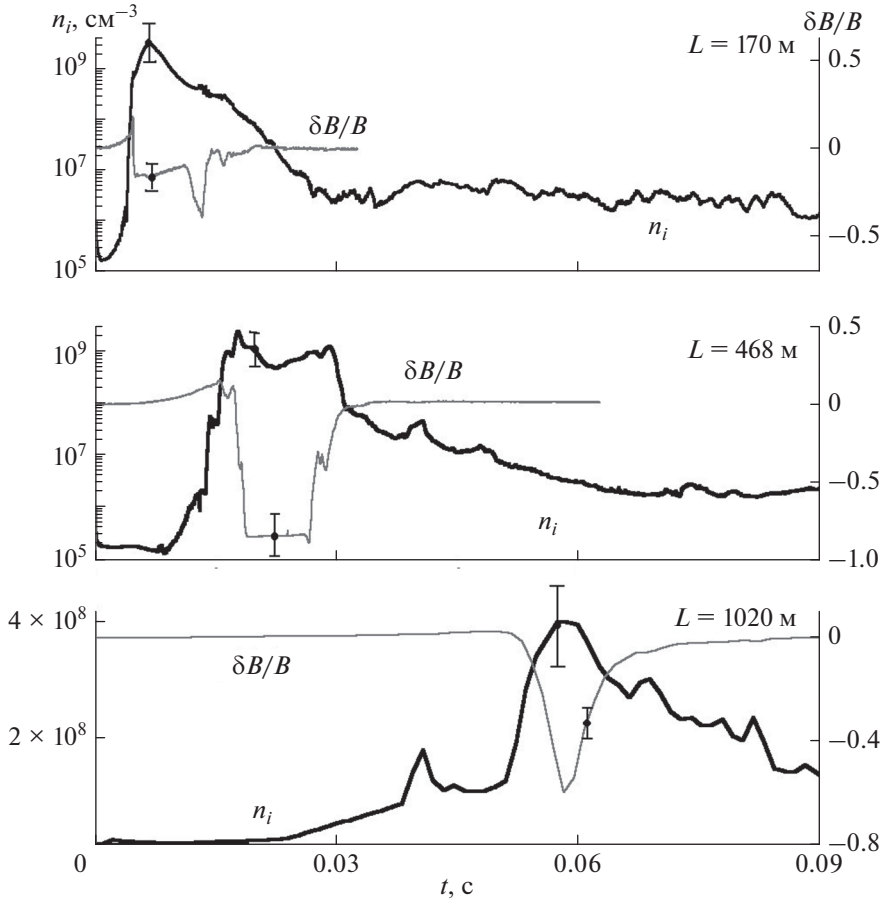


Рис. 2. Эксперимент NS И-1. Концентрация плазмы (толстая кривая) и изменение магнитного поля (тонкая кривая) на расстоянии 170 м (верхняя панель), 468 м (средняя панель) и 1020 м (нижняя панель) от плазменного генератора.

оболочки в движущейся плазме с $\beta > 1$ наблюдалось в космическом эксперименте AMPTE [Bernhardt, 1987] и при численном моделировании [Papadopoulos, 1991].

В работе [Райзер, 1963] была рассмотрена задача о расширении сверхпроводящего шара в вакуум в присутствии магнитного поля. Было показано, что перед фронтом плазмы должно наблюдаться поджатие магнитного поля $\delta B/B_0 \approx 50\%$. В нашем случае степень поджатия магнитного поля на фронте диамагнитной каверны не превышает 15%. Слабое поджатие магнитного поля вероятно связано с тем, что тормозящийся плазменный поток движется с доальфвеновской скоростью. В этом случае магнитогидродинамические волны переносят энергию возмущения магнитного поля с альфвеновской скоростью в фоновой плазме на большие расстояния от струи, снижая эффект поджатия непосредственно перед фронтом струи.

Уравнение баланса давлений на границе диамагнитной каверны может быть записано в виде:

$$n_i m_i V^2 + \frac{B_i^2}{8\pi} = \frac{B_0^2}{8\pi}, \quad (1)$$

где: n_i, m_i и V – концентрация, масса и скорость ионов; B_0 – невозмущенное магнитное поле; B_i – магнитное поле в струе. При скорости струи порядка 40 км/с для вытеснения магнитного поля концентрация ионов должна составлять 2×10^9 см$^{-3}$, что хорошо согласуется с данными зондовых измерений. Границы каверны совпадают с областью концентрации ионов $n_i = 5 \times 10^8$–3×10^9 см$^{-3}$.

Результаты измерения электрического поля в плазменном потоке согласуются с данными регистрации магнитного поля [Pfaff et al., 2004]. Компонента электрического поля E_y, перпендикулярная вектору скорости струи и направлению магнитного поля, измеренная на расстоянии 468 м от плазменного генератора, показана на нижней панели рис. 3. Электрическое поле генерируется как перед диамагнитной полостью, так и сразу за ней. С момента времени ~17 мс E_y быстро уменьшается до нуля (внутри диамагнитной полости) и остается таким до $t \sim 33$ мс. Далее магнитное поле про-

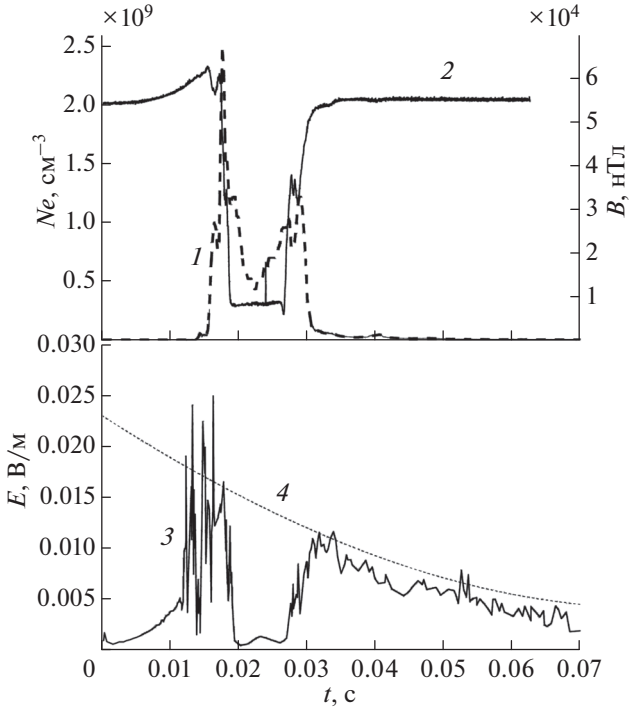


Рис. 3. Результаты измерений плотности плазмы (*1*), вариаций магнитного поля (*2*), электрического поля в струе (*3*) и расчетное значение электрического поля (*4*) на расстоянии 468 м от генератора плазмы в эксперименте NS И-1.

никает в плазменный поток, и в этой области снова возникает электрическое поле E_y. Наблюдается плавное уменьшение E_y, связанное с уменьшением скорости плазменной струи. Из графика видно, что в И-1 экспериментальные значения поперечного электрического поля практически совпадают с данными расчета по формуле $\mathbf{E} = -\mathbf{V} \times \mathbf{B}/c$, где $\mathbf{V}$ – времяпролетная скорость.

На рис. 4 показано изменение плотности плазменной струи в И-1 при ее распространении на расстоянии от 170, 468 и 1200 м от источника плазмы. Оценки показывают, что падение плотности струи соответствует увеличению объема плазменного образования. Оценка времяпролетной скорости струи на уровне концентрации ионов 5×10^8 см$^{-3}$ показывает, что скорость переднего фронта падает на расстоянии порядка 1 км примерно в два раза, в то время как скорость заднего фронта струи остается практически постоянной с тенденцией к росту. Если это не результат погрешности измерений, ускорение заднего фронта может быть связано с действием захваченных электронов фонового газа.

Движение однородной струи описывается уравнениями двужидкостной МГД:

$$m_i dV_i/dt = eE + e(V_i \times B)/c + (V_e - V_i)m_e/\tau, \quad (2)$$

$$m_e dV_e/dt = -eE - e(V_e \times B)/c - (V_e - V_i)m_e/\tau. \quad (3)$$

Рассмотрим возможные факторы, которые могут привести к торможению плазменной струи.

Возможное влияние фоновой плазмы на динамику плазменной струи с $\beta > 1$ может не учитываться, так как газокинетическое давление фоновой плазмы существенно ниже давления магнитного поля. В этом случае потери кинетической энергии плазменного сгустка, распространяющегося в фоновой плазме, будут практически такими же, как и в отсутствие фоновой среды.

Известно, что одним из наиболее эффективных факторов торможения плазменного потока в магнитном поле являются продольные токи [Гаврилов и др., 1994]. Если плотность энергии плазменной струи превышает плотность энергии магнитного поля ($\beta > 1$), плазма вытесняет магнитное поле, образуя диамагнитную полость. Возникает электрическое поле $\mathbf{E} = -\mathbf{V} \times \mathbf{B}/c$, препятствующее дальнейшему отклонению частиц. При этом плазменный поток движется поперек магнитного поля по прямолинейной траектории практически без торможения. Если этот процесс происходит в фоновой плазме, электрическое поле $\mathbf{E} = -\mathbf{V} \times \mathbf{B}/c$ приводит к генерации альфвеновских волн, распространяющихся вдоль магнитного поля. Электрическое поле вовлекает в движение фоновую плазму, что снижает скорость плазменного потока. Однако в момент времени 0.025...0.027 с магнитное поле из струи вытеснено, что приводит к отсутствию в струе поляризационного электрического поля и, следовательно, продольных токов, которые могли бы привести к эффективному торможению плазменного потока. Тем не менее, наблюдается заметное торможение плазмы. Это означает, что в это время действует какой-то другой механизм торможения.

Таким механизмом может являться воздействие на динамику плазменного потока частиц, отраженных от переднего фронта струи. В работе [Райзер, 1963] показано, что при отражении от движущейся границы диамагнитной каверны, заряженные частицы теряют кинетическую энергию. В эксперименте NS И-1 было получено экспериментальное подтверждение возможности реализации этого эффекта. Плазменные измерения на борту модуля PDP, находящегося на расстоянии 468 м от источника плазмы, проводились не только зондами Ленгмюра, но и электростатическими электронным (MESA и SESA) и ионным анализаторами (IESA) [Lynch et al., 2004]. Прибор позволял получить данные не только по энергии, но и по питч-угловому распределению заряженных частиц. Интерпретация всей совокупности данных, полученных этими приборами, не входит в задачу настоящей статьи. Отметим только, что ионы, двигавшиеся навстречу плазменному потоку, были реально обнаружены в эксперименте.

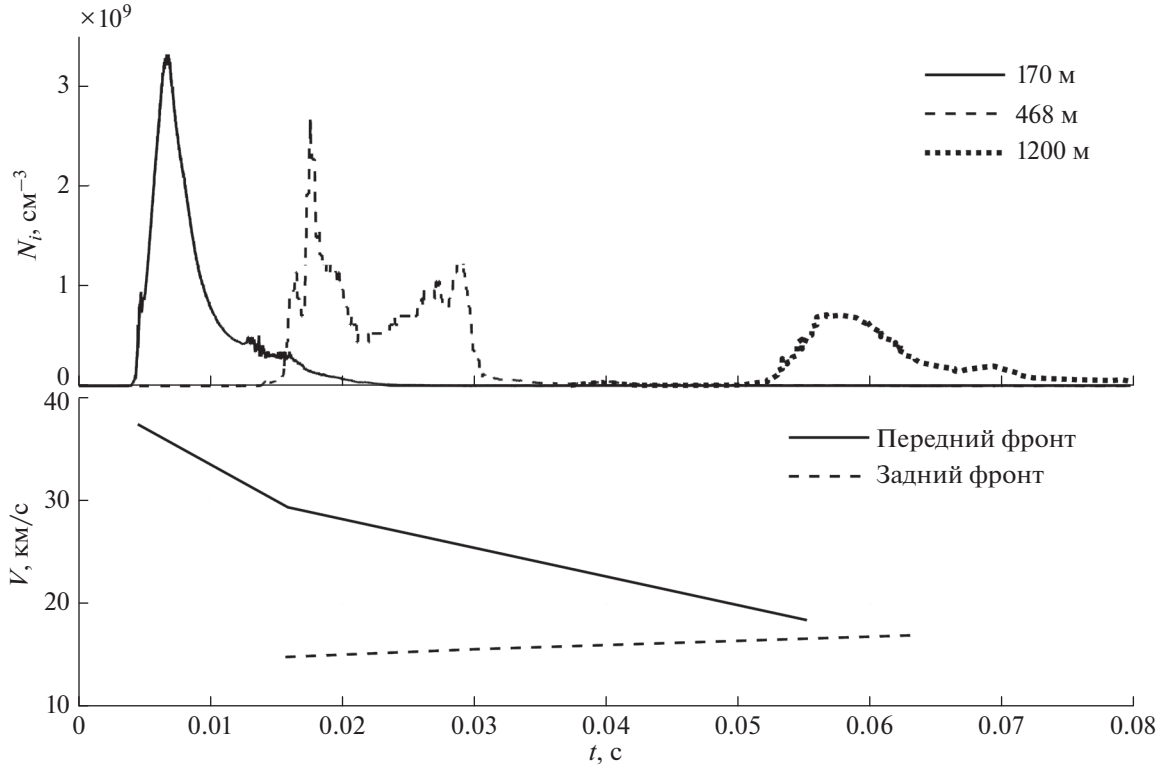


Рис. 4. Результаты измерений плотности плазмы в эксперименте И-1 на разных расстояниях от инжектора (верхняя панель) и скорости переднего и заднего фронтов плазменного сгустка на уровне концентрации 5×10^8 см$^{-3}$ (нижняя панель).

Таким образом, возможность потери кинетической энергии потока в результате воздействия отражения от движущегося фронта диамагнитной каверны заряженных частиц может рассматриваться как реальный механизм торможения плазмы в эксперименте И-1.

Совершенно другая динамика плазменной струи наблюдалась в эксперименте И-2. Отметим, что скорости плазменного потока в И-1 и И-2 на дистанции ~500 м оказались практически равны, несмотря на то, что концентрация плазмы в И-2 оказалась на два порядка ниже, чем в И-1 (рис. 5). Уменьшение концентрации плазмы во втором эксперименте связано с тем, что Инжекция-2 проводилась в фоновой ионосфере и дополнительная ионизация, связанная с инжекций струи в плотное воздушное облако, как это происходило в И-1, отсутствовала. На пути в 1 км концентрация плазмы падает примерно на порядок.

Данные измерений концентрации ионов зондами Ленгмюра и магнитного поля в струе показывают (рис. 6), что на расстоянии 537 м плазменная струя практически полностью промагничена. Степень вытеснения магнитного поля в струе определяется концентрацией ионов и температурой плазмы. В И-2 максимальная плотность плазмы равна $n_i = 4 \times 10^7$ см$^{-3}$. Если ослабление магнитного поля невелико, из условия (1) баланса давления следует, что плазма с такой концентрацией могла ослабить поле лишь на несколько процентов, что и наблюдается в эксперименте.

Сразу после начала инжекции регистрируется плавный рост магнитного поля, связанный с распространением с альфвеновской скоростью магнитозвукового возмущения в фоновой плазме. Максимальное поджатие магнитного поля достигает ~0.5%. За поджатием на фронте следует небольшое ослабление магнитного поля в струе (слабый диамагнитный эффект).

На нижней панели рис. 6 показаны результаты измерений квазипостоянного электрического поле вдоль оси Y, перпендикулярной вектору скорости струи и направлению магнитного поля. Здесь же показан результат расчета значения электрического поля по формуле $\mathbf{E} = -\mathbf{V} \times \mathbf{B}/c$, где $\mathbf{V} = L/t$ – времяпролетная скорость, $L = 537$ м – расстояние до плазменного генератора. С 26 мс регистрируется поле E_y положительной полярности, связанное с движением плазменной струи с $\beta < 1$ поперек магнитного поля. Экспериментальное и расчетное значение поля в этот момент времени практически совпадают. Далее поперечное электрическое поле в струе оказывается

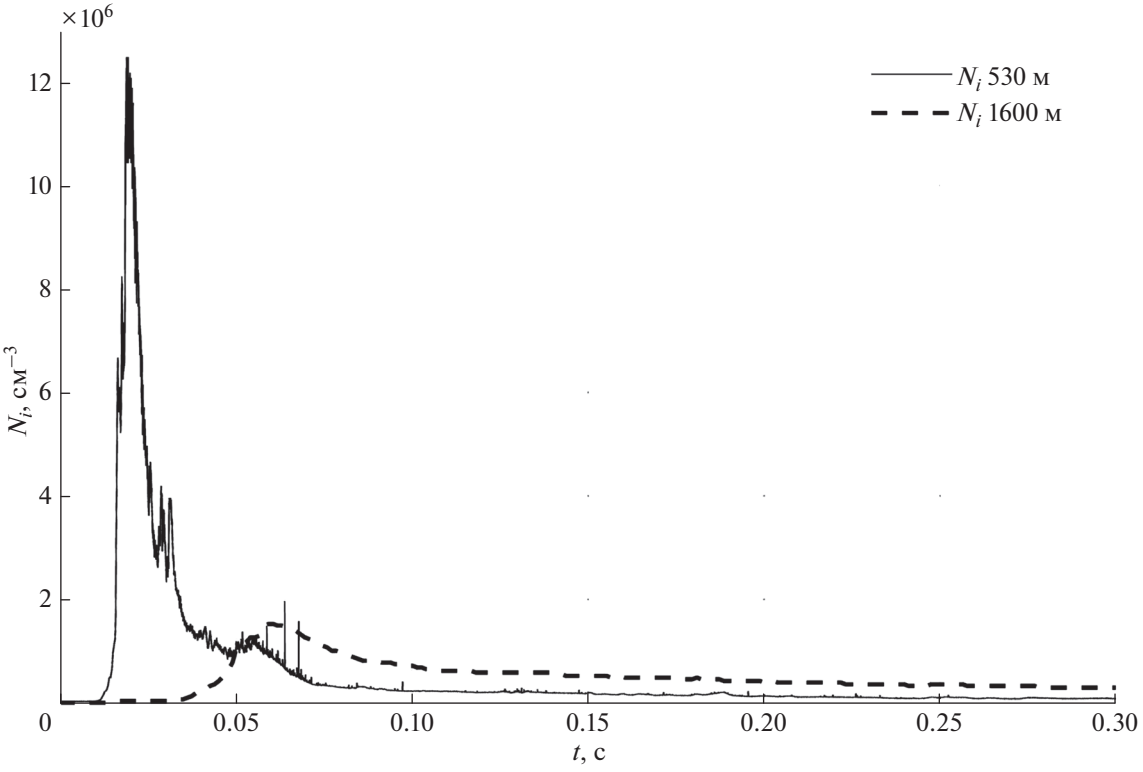


Рис. 5. Результаты измерений плотности плазмы в эксперименте И-2 на расстоянии 530 и 1600 м от инжектора.

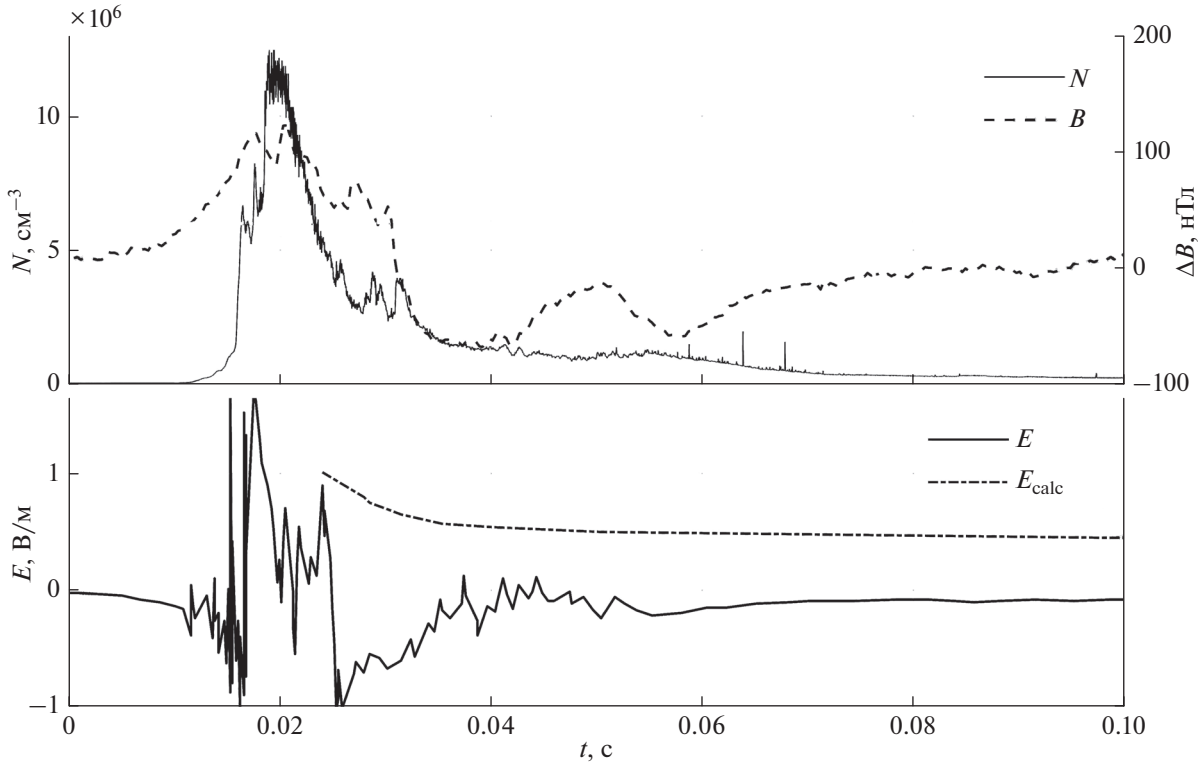


Рис. 6. Результаты измерений плотности плазмы N, вариаций магнитного поля в струе B, электрического поля в струе E и расчетного значения электрического поля E_{calc} на расстоянии 530 м от генератора плазмы в эксперименте NS И-2.

меньше значения VB/c. Наблюдается деполяризация плазмы.

В этом случае следует ожидать, что движение плазменной струи будет сопровождаться возбуждением в ионосферной плазме альфвеновских волн, переносящих продольные токи вдоль магнитных силовых линий. В слоях продольных токов фоновая плазма увлекается в движение в направлении движения плазменного потока. Таким образом, кинетическая энергия потока передается в фоновую плазму, и плазменная струя тормозится.

В общем случае продольные токи могут замыкаться токами проводимости в столкновительной фоновой плазме или поляризационными токами на фронте альфвеновской волны. На высоте 280 км ионы и электроны фоновой плазмы замагничены и замыкание продольных токов токами проводимости в окружающей фоновой плазме не происходит. В этом случае замыкание ПТ может происходить в нижних слоях ионосферы, где проводимости вдоль и поперек магнитного поля сравниваются на высоте ~100 км. Тогда характерное время распространения альфвеновской волны равно $t_A = 180/V_A = 180$ мс, где $V_A \sim 1000$ км/с – альфвеновская скорость. Таким образом, значение t_A существенно превышает время наблюдения струи на измерительных модулях в эксперименте Инжекция-2. В этом случае замыкание продольных токов могло осуществляться только на фронте альфвеновской волны. Однако оценка показывает, что в эксперименте наблюдалось слабое торможение струи. Струя проходит значительное расстояние.

Аналогичный эффект (“скиддинг-эффект”) был зарегистрирован в эксперименте CRRES [Bernhardt, 1992; Delamere, 1996], во время которого было проведено несколько инжекций бария на высотах 400–500 км поперек геомагнитного поля в дневных условиях. Было обнаружено, что плазменное облако проходит необычайно большой путь (до 100 км) поперек магнитного поля [Delamere, 2000]. По мнению авторов, заметно меньший путь струи по данным расчетов объясняется существованием продольных электрических полей в слоях продольных токов. Появление продольных электрических полей приводит к уменьшению продольных токов, а следовательно, к уменьшению эффективности механизма передачи энергии от струи к ионосфере [Borovsky, Bonnel, 2001]. Причиной появления продольных полей может быть развитие неустойчивостей, инерция электронов, появление аномальной проводимости.

Слабая эффективность торможения в Инжекции-2 может быть также обусловлена присутствием в плазменном потоке большого количества нейтралов, которые в процессе резонансной перезарядки передают кинетическую энергию ионизованной части струи, тормозящейся в магнитном поле силой Ампера. Аналогичная ситуация имеет место в МГД генераторах, где электрическая энергия черпается из потока нейтрального газа, а небольшая примесь заряженных частиц является только промежуточным элементом, обуславливающим взаимодействие струи нейтрального газа с магнитным полем.

Зафиксированная в эксперименте сильная деполяризация струи (нижняя панель рис. 6) могла привести к отклонению плазменного потока. Измерения показывают, что по данным зондов Ленгмюра плотная часть струи прошла 1600 м в направлении инжекции. Тем не менее, в менее плотных периферийных частях струи эффективная деполяризация могла наблюдаться. На рис. 7 показаны интегральные потоки ионов, имеющих составляющую скорости в направлении инжекции и в обратном направлении по данным измерений анализатором IESA [Lynch et al.,2004]. Наблюдается периодичность значения потока обратного направления ~20 и ~40 мс. Эти периоды близки к гиропериоду иона алюминия $T_{ci} = 35$ мс. С 50 мс потоки ионов в прямом и обратном направлении становятся сравнимы, а на 80 мс ионы двигаются преимущественно в обратном направлении. Не исключено, что источником периодически повторяющегося потока частиц, движущихся в обратном направлении, могут быть ионы периферийных частей струи низкой плотности, где эффективность деполяризации достаточно высока. Эти ионы совершают коллективное ларморовское вращение и уходят из струи по спиральной траектории вдоль магнитных силовых линий.

В работе [Brenning, 1991], посвященной результатам эксперимента CRIT, такой эффект наблюдался и получил название “бариевый рой”. В этих экспериментах, также как в эксперименте NS, И-2 поперечная к вектору скорости компонента E_y оказалась меньше значения $E = VB/c$ [Kelley, 1991]. В результате, ток в струе был направлен под углом к вектору скорости. Суммарная сила Ампера должна тормозить плазменный сгусток и отклонять его от направления инжекции. В условиях экспериментов CRIT это приводило к коллективному вращению инжектированных частиц вокруг силовых линий магнитного поля с гирочастотой ионов.

Анализ питч-углового распределения электронов в эксперименте NS И-1 показал, что в каналах с энергией 1581 и 727.5 эВ ловушкой, направленной вдоль магнитного поля, зарегистрированы всплески потока электронов через 1–1.5 с после инжекции (рис. 8). Причиной их появления может быть высыпание частиц, вызванное распространением в ионосфере МГД возмуще-

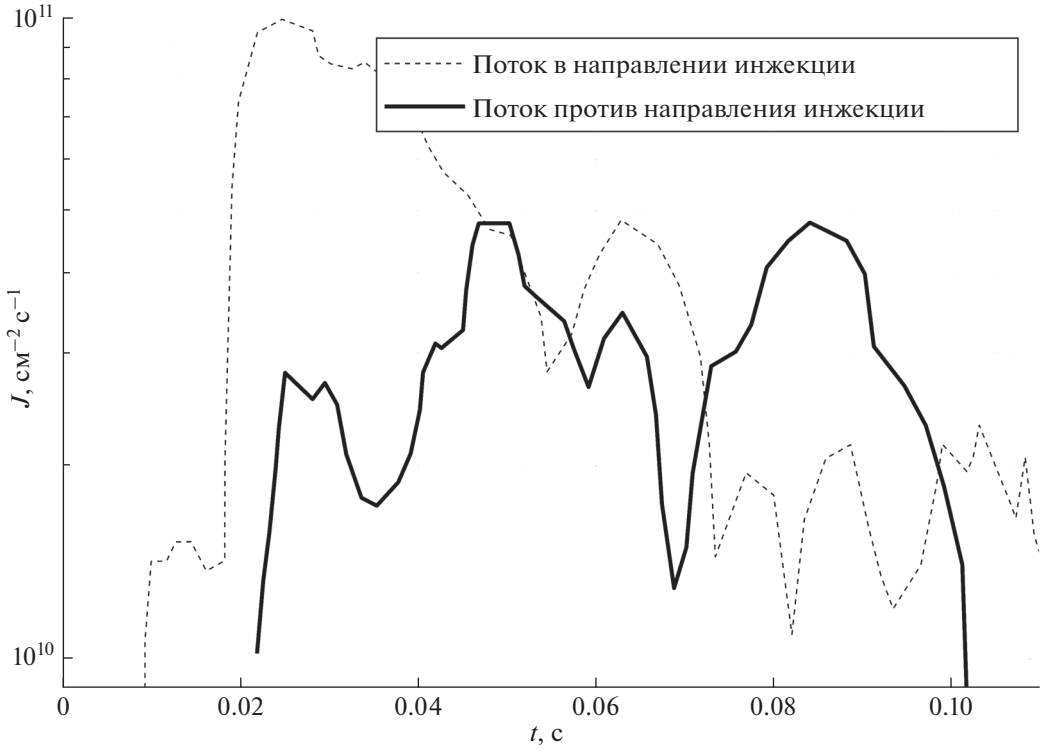


Рис. 7. Эксперимент NS И-2. Интегральные потоки ионов, движущихся в направлении инжекции и в обратном направлении по данным ионного анализатора IESA на расстоянии 537 м от плазменного генератора.

ния, стимулированного инжекцией плазменной струи.

Возможным подтверждением этой версии является обнаруженное щелевыми спектрографами SPIM, установленными на спутнике MSX [Mill et al., 1994], с которого велось наблюдение эксперимента с расстояния 2500–3000 км, увеличение интенсивности свечения за пределами зоны инжекции в тот же момент времени (рис. 9). Наиболее интенсивное свечение наблюдалось на длинах волн 628.7 и 634.5 нм, близких к линии атомарного кислорода. Спустя 1 с после инжекции яркость свечения возрастает примерно в 3–3.5 раза. Свечение могло быть вызвано ионизацией фонового газа потоком высыпающихся электронов [Poklad et al., 2018].

ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Исследование возникновения и эволюции в магнитосфере и ионосфере плазменных потоков различного происхождения и масштаба – одна из фундаментальных задач геофизики, изучение которой в реальных природных условиях представляет значительные трудности. Определенные успехи достигнуты при изучении электродинамических и плазменных эффектов, сопровождающих эволюцию ПП в магнитном поле в лабораторных условиях. В то же время естественные ограничения адекватного масштабирования сложной системы распространения плазмы в атмосферно-ионосферно-магнитосферной системе и магнитном поле являются препятствием для полноценного лабораторного моделирования.

В течение ряда десятилетий большие надежды возлагались на проведение активных экспериментов в ионосфере и магнитосфере. Действительно, эти эксперименты предоставили большое количество важной информации о механизмах взаимодействия плазмы и фоновой среды. Образование и аннигиляция диамагнитной полости, генерация электромагнитных и плазменных волн, генерация электрических полей и токов были успешно воспроизведены и изучены в космических экспериментах [Haerendel, 2019]. Итоги и результаты многочисленных активных экспериментов продолжают оставаться предметом обсуждений научной общественности. В сентябре 2017 г. в Санта-Фе, Нью-Мексико, США прошла научная конференция под названием “Активные эксперименты в космосе: Прошлое, Настоящее и будущее” [Delzanno et al., 2020]. Основная цель семинара состояла в том, чтобы обсудить идеи и концепции, которые могли бы способствовать возобновлению и развитию активных космических экспериментов. Участники констатировали

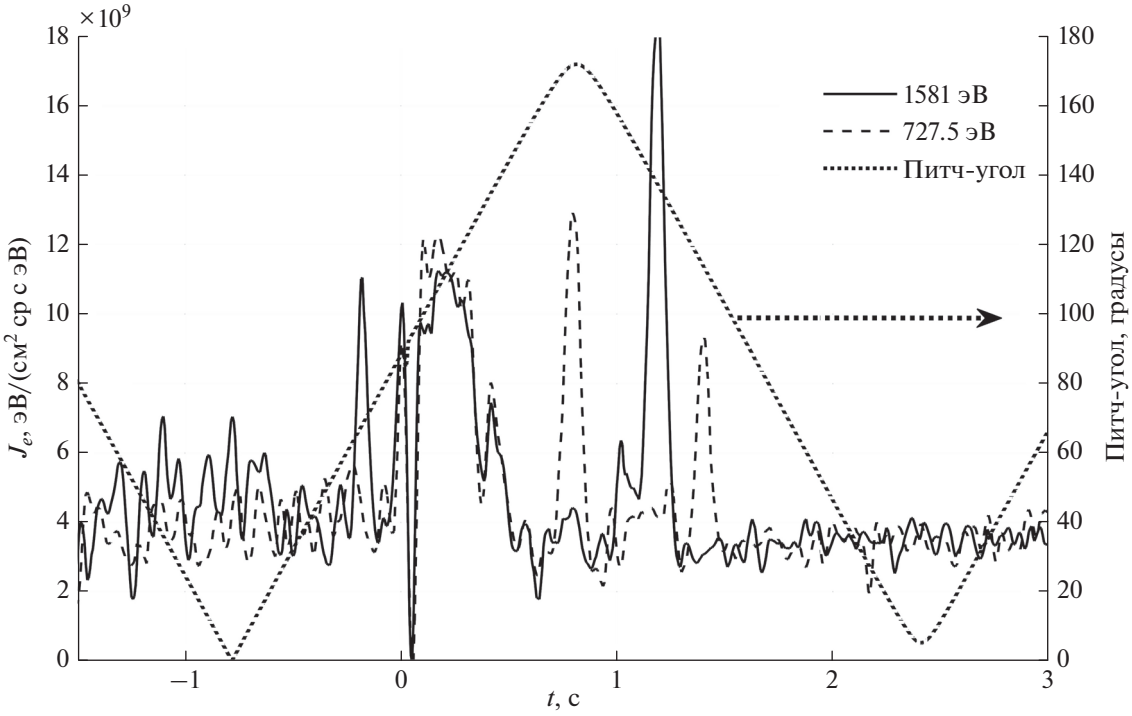


Рис. 8. Поток электронов и питч-угол ловушки электронного анализатора SESA в эксперименте NS И-1. По горизонтальной оси показано время относительно момента инжекции.

снижение интереса к таким исследованиям и попытались разобраться в его причинах. Среди главных были названы сложность активных экспериментов и возрастание их стоимости, кратковременность экспериментов и относительно небольшой объем научных данных, который удается получить при затрате значительных ресурсов. Тем не менее, участники пришли к выводу о целесообразности возобновления экспериментов. Для этого должны быть определены научные вопросы, на которые можно ответить только с помощью активных экспериментов, расширение сферы применения их результатов на другие области знания, такие как астрофизика, квантовая или атмосферная физика и увязка постановки и применения результатов с практическими приложениями.

Оригинальная схема осуществления эксперимента “North Star” (NS) впервые позволила осуществить комплексные многоточечные измерения параметров плазмы как внутри плазменного потока, так и дистанционно с поверхности Земли и аппаратурой спутника MSX, находившегося на расстоянии порядка 3000 км от точки инжекции. Полученный в эксперименте NS и проведенном ранее эксперименте “Fluxus” данные по свечению струи, возбуждению и ионизации, аномально длительному свечению окружающего газа, изменению размера светящейся области, значительно превосходящий расчетные величины, подробно обсуждаются в ряде работ [Erlandson et al., 1999; Erlandson et al., 2002].

Анализ результатов эксперимента показал, что его схема, параметры взрывных генераторов плазмы, диагностическое оборудование позволили воспроизвести в реальной геофизической среде наиболее важные и продолжающие оставаться предметом активного изучения эффекты взаимодействия природных ионосферных плазменных потоков с фоновой средой и геомагнитным полем. Были детально исследованы условия образования диамагнитной полости и зависимость этого процесса от параметров потока, генерация электрических полей и токов, торможение плазмы, генерация МГД возмущений перед фронтом струи, диффузия магнитного поля в плазму и образование пограничного слоя – один из плохо исследованных процессов магнитосферно-ионосферного взаимодействия. Анализ измеренных параметров электрических и магнитных полей, изменения плотности плазмы, энергии и питч-углового распределения ионов и электронов показывает достаточно согласованную картину взаимодействия ПП и магнитного поля. В то же время рассмотренные механизмы изменения этих параметров во многих случаях не подтверждены экспериментально.

Среди актуальных, но не реализованных в эксперименте задач можно отметить отсутствие или

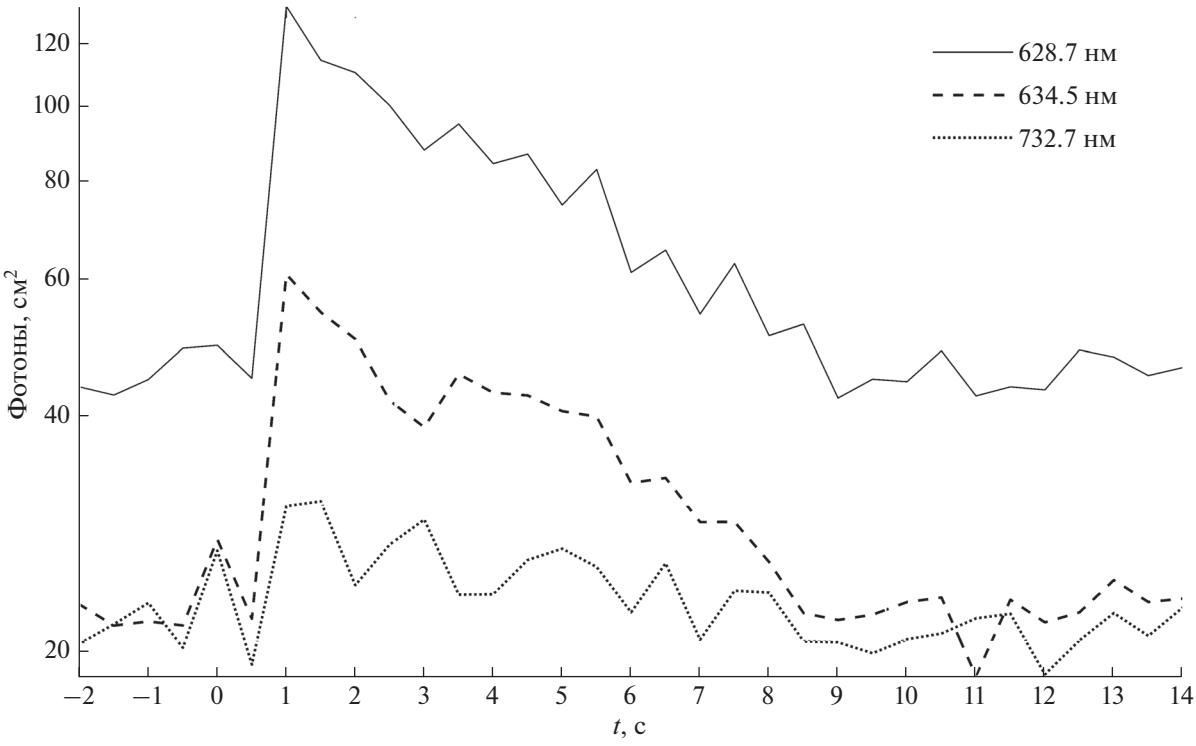


Рис. 9. Средняя яркость свечения вне зоны инжекции в эксперименте NS И-1 по данным спектрографа SPIM спутника MSX. По горизонтальной оси показано время относительно момента инжекции.

недостаток прямых измерений распространяющихся от плазменной струи МГД волн и продольных токов, высыпания частиц, эффектов в окружающей плазменную струю среде. Измерения электрических полей в плазме показывают, что с высокой вероятностью должны генерироваться возмущения вдоль магнитного поля в виде альфвеновской волны, вызывающей соответствующие эффекты в окружающем газе в виде увлечения его в движение, нагрева, дополнительной ионизации и возможно ускорения заряженных частиц в случае возникновения продольных электрических полей при нарушении эквипотенциальности магнитных силовых линий, появления двойных слоев или областей аномального сопротивления в результате развития гидродинамических или плазменных неустойчивостей. При И-1 эти явления могли происходить на временах, превышающих время измерений. При И-2 плазменная струя была промагничена практически с самого начала, поэтому генерация ПТ представляется очевидной. Но их величина, конфигурация и эволюция не измерены.

То же можно сказать о связи обнаруженного послесвечения в линиях атомарного кислорода с зарегистрированными в эксперименте потоками электронов вдоль магнитного поля. Механизм возбуждения фонового газа вследствие взаимодействия типа волна–частица вполне может реализовываться в условиях эксперимента. Однако в будущих исследованиях целесообразно предусмотреть возможность прямой регистрации соответствующих агентов передачи энергии.

В работе [Delzanno et al., 2020] при обсуждении прорывных технологий, способных вывести ракетные эксперименты на новый уровень, предлагалось их эффективное объединение с активно развивающейся технологией наноспутников (микроспутников) или кубсатов. Возможность использования малогабаритных диагностических аппаратов, оборудованных анализаторами частиц, магнитометрами и поясами Роговского, установленных на заданном расстоянии от плазменной струи как на пути ее распространения, так и вдоль силовых линий геомагнитного поля на расстояние порядка 1 км, позволило бы решить эту задачу.

Остается много вопросов по доминирующим механизмам взаимодействия скоростной плазмы с воздушным облаком в эксперименте NS И-1. Газодинамические оценки показывают, что после выхода ударной волны на границу воздушного облака должно происходить ускорение газа до значений, превышающих зарегистрированную скорость струи. Угол раствора воздушной струи примерно вдвое превышает угол раствора алюминиевой струи, и хотя последняя сохраняет свою форму, ее максимальная скорость уменьшается. Из данных измерений на оси струи видно, что по-

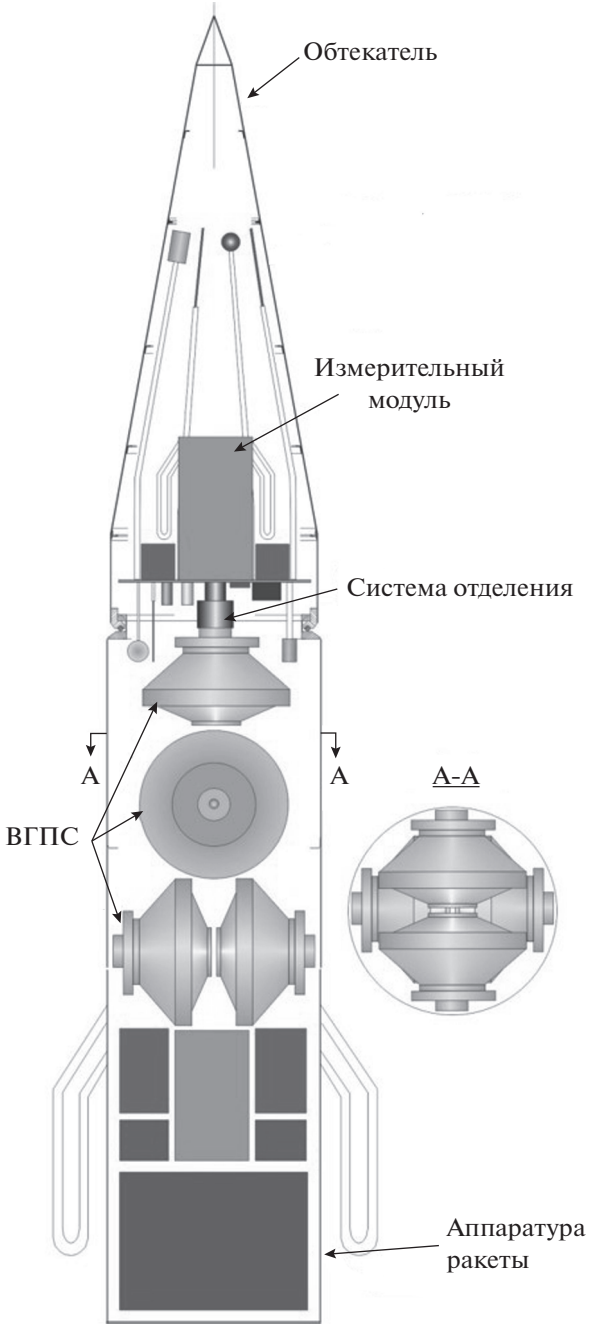


Рис. 10. Вариант компоновки головной части ракеты ансамблем взрывных плазменных генераторов ВГПС.

сле ее выхода из облака, происходит как бы выедание высокоскоростной части струи. Расширение высокоскоростной части струи в существенно более широком угле раствора при наличии воздушного облака, чем в случае инжекции в вакуум, необходимо учитывать при сравнении двух инжекций в эксперименте NS.

Успех проведенных экспериментов позволяет рассматривать развитие и/или расширение сценариев будущих исследований с учетом уже реализованных в NS возможностей. С точки зрения совершенствования или изменения характеристик средств активного воздействия рассматривается схема использования комплекта плазменных генераторов, позволяющая увеличить энергию и массу плазменного образования за счет создания встречных плазменных потоков различного состава, которые могут инициироваться одновременно или с заданной задержкой в зависимости от задач эксперимента и заданного спектра излучения (УФ, рентген, сверхжесткое рентгеновское излучение (рис. 10).

Надо надеяться, что прогресс в развитии ракетно-космической техники, развитие новых диагностических методов и приборов послужат стимулом и основанием для проведения новых активных экспериментов в космическом пространстве.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования РФ (тема № АААА-А17-117112350014-8).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Адушкин В.В. и др. Активные геофизические эксперименты с инжекцией высокоскоростной плазменной струи в ионосфере // Докл. РАН. 1993. Т. 331. № 4. С. 486–489.

Адушкин В.В., Зецер Ю.И., Зотов Н.И., Киселев Ю.Н., Христофоров Б.Д., Юрьев В.Л., Поклад Ю.В. Способ возмущения ионосферы и устройство для его осуществления. Патент на изобретение № 2144685. 2000.

Альвен Х. Космическая плазма. М.: Мир. 1983. 201 с.

Гаврилов Б.Г., Зецер Ю.И., Подгорный А.И., Подгорный И.М. Электродинамическое торможение струи плазмы. инжектированной в магнитосферу и нагрев ионосферы // Докл. РАН. 1994. Т. 336. № 5. С. 684–687.

Гаврилов Б.Г., Зецер Ю.И., Подгорный И.М., Собянин Д.Б., Менг Ч.И, Эрландсон Р.Е., Стейнбек-Нилсен Х.К., Пфафф Р.Ф., Линч К.А. Движение плазменной струи поперек геомагнитного поля в активном геофизическом эксперименте “NORTH STAR” // Космические исследования. 2003. Т. 41. № 1. С. 33–45.

Данжи Дж. Космическая электродинамика. М. : Атомиздат. 1961. 215 с.

Зецер Ю.И., Козлов С.И., Рыбаков В.А., Пономаренко А.В., Смирнова Н.В. и др. Свечение в видимом и инфракрасном диапазонах спектра возмущенной верхней атмосферы в условиях инжекции высокоскоростной плазменной струи. I. Экспериментальные данные // Космические исследования. 2002. Т. 40. № 3. С. 252–260.

Райзер Ю.П. О торможении и превращениях энергии плазмы, расширяющейся в пустом пространстве, в котором имеется магнитное поле // ПМТФ. 1963. № 6. С. 19–28.

Angelopoulos V. et al. Bursty bulk flows in the inner central plasma sheet // J. Geophys. Res. 1992. V. 97(A4). P. 4027–4040.

Baumjohann W. et al. Characteristics of high-speed ion flows in the plasma sheet // J. Geophys. Res. 1990. V. 95(A4). P. 3801–3809.

Bernhardt P.A. Probing the magnetosphere using chemical releases from the Combined Release and Radiation Effects Satellite // Phys. Fluids. 1992. V. B4(7). P. 2249–2256.

Bernhardt P.A. et al. Observation and theory of the AMPTE magnetotail barium releases // J. Geophys. Res. 1987. V. 92(A6). P. 5777–5794.

Borovsky J.E., Bonnell J. The dc electrical coupling of flow vortices and flow channels in the magnetosphere to the resistive ionosphere // J. Geophys. Res. 2001. V. 106(A12). P. 28967–28994.

Brenning N. et al. Barium swarm: An ionospheric alternating current generator in CRIT-I // J. Geophys. Res. 1991.V. 96(A6). P. 9735–9743.

Delamere P.A. et al. Optical observation of the early ($t < 5$ s) ion dynamics of the CRRES G1. G9 and G11A releases // J. Geophys. Res. 1996. V. 101(A8). P. 17243–17257.

Delamere P.A. et al. Momentum transfer in the combined release and radiation effects satellite plasma injection experiments: The role of parallel electric fields // Phys. Plasmas. 2000. V. 7(9). P. 3771–3780.

Delamere P., Stenbaek-Nielsen H., Pfaff R., Erlandson R., Meng C., Zetzer J. et al. Dynamics of the Active Plasma Experiment North Star Artificial Plasma Jet // J. Spacecraft and Rockets. 2004. V. 41(4). P. 503–508.

Delzanno G.L., Borovsky J.E., Mishin E.V. Active Experiments in Space: Past. Present and Future. Lausanne: Frontiers Media SA. 2020. Doi: https://doi.org/10.3389/978-2-88963-659-4

Dimonte G., Wiley L.G. Dynamics of exploding plasmas in a magnetic field // Phys. Rev. Lett. 1991. V. 67(13). P. 1755–1758.

Erlandson R.E. et al. The APEX North Star experiment: observation of the high-speed plasma jets injected perpendicular to the magnetic fields // Adv. Space Res. 2002. V. 29. P. 1317–1326.

Erlandson R.E., Swaminathan P.K., Meng C.-I. et al. Observation of auroral emissions induced by artificial plasma jets // Geophys. Res. Lett. 1999. V. 26(11). P. 1553–1556.

Fuselier S.A. et al. Dynamics of the CRRES barium releases in the magnetosphere // J. Geophys. Res. 1994. V. 99(A9). P. 17379–17390.

Gavrilov B.G. et al. North Star Plasma-Jet Experiment Particles and Electric and Magnetic Field Measurements // J. Spacecr. Rockets. 2004. V. 41(4). P. 490–495.

Gavrilov B.G., Kiselev Y.N., Podgorny I.M., Sobyanin D.B., Zetzer J.I., Erlandson R.E., Meng C.-I. Dynamics of a high energy plasma jet in space: in situ experiment and laboratory simulation // Adv. Space Res. 1998. V. 21(5). P. 773–776.

Gavrilov B.G., Podgorny A.I., Podgorny I.M., Zetzer J.Y. The investigation of the field-aligned current generation during the injection of plasma jet into the magnetosphere // Geomagn. Aeron. 1994. V. 34(5). P. 6.

Haerendel G. Experiments With Plasmas Artificially Injected Into Near-Earth Space. Front // Astron. Space Sci. 2019. V. 6(29). https://doi.org/10.3389/fspas.2019.00029

Iijima T., Potemra T.A. The amplitude distribution of field-aligned currents at northern high latitudes observed by Triad // J. Geophys. Res. 1976. V. 81(A13). P. 2165–2174.

Kamide Y., Baumjohann W. Magnetosphere-ionosphere coupling // Physics and chemistry in space. 1993. V. 23.

Kelley M.C. et al. Electric and magnetic field measurements inside a high-velocity neutral beam undergoing ionization // J. Geophys. Res. 1991. V. 96(A6). P. 9703–9718.

Lynch K.A. et al. Active Plasma Experiment: North Star Particle Data // J. Spacecraft and Rockets. 2004. V. 41(4). P. 496–502.

Lysak R.L. Auroral electrodynamics with current and voltage generators // J. Geophys. Res. 1985. V. 90(A5). P. 4178–4190.

Mill J.D., O'Neil R.R., Prace S. et al. Midcourse Space Experiment: Introduction to the Spacecraft. Instruments. and Scientific Objectives // J. Spacecraft and Rockets. 1994. V. 31(5). P. 900–907.

Petrukovich A.A. et al. Are earthward bursty bulk flows convective or field-aligned? // J. Geophys. Res. 2001. V. 106(A10). P. 21211–21215.

Pfaff R.F. et al. Electric Field. Magnetic Field. and Density Measurements on the Active Plasma Experiment Sounding Rocket // J. Spacecraft and Rockets. 2004. V. 41(4). P. 521–532.

Poklad Yu.V., Gavrilov B.G., Zetzer J.I. et al. Trigger effect of the afterglow background medium after injection of the high speed plasma jet in the Fluxus and North Star experiments. Proceedings of SPIE. 2018. V. 10833: 24th International Symposium on Atmospheric and Ocean Optics: Atmospheric Physics; 108339H.
https://doi.org/10.1117/12.2504059

Scholer M. On the motion of artificial ion clouds in the magnetosphere // Planet. Space Sci. 1970. V. 18. P. 977–1004.

Sergeev V.A. et al. Multiple-spacecraft observation of a narrow transient plasma jet in the Earth's plasma sheet // Geophys. Res. Lett. 2000. V. 27(6). P. 851–854.

Shiokawa K. et al. Braking of high-speed flows in the near-Earth tail // Geophys. Res. Lett. 1997. V. 24(10). P. 1179–1182.

Sobyanin D.B., Gavrilov B.G., Podgorny I.M. Laboratory investigation of plasma jet interaction with transverse magnetic field // Adv. Space Res. 2002. V. 29(9). P. 1345–1349.

Swenson C.M. et al. CRIT II electric. magnetic and density measurements in an ionizing jet // Adv. Space Res. 1992. V. 12(12). P. 65–90.

Valenzuela A. et al. The AMPTE artificial comet experiments // Nature. 1986. V. 320(6064). P. 700–703.

Physical Effects Arising From the Motion of Plasma Flows in the Ionosphere

B. G. Gavrilov[a], * and Yu. V. Poklad[a]

[a] *Sadovsky Institute of Geosphere Dynamics, Russian Academy of Sciences, Moscow, 119334 Russia*
**e-mail: boris.gavrilov34@gmail.com*

The occurrence and evolution of plasma fluxes in the ionosphere is one of the factors that have a significant impact on the dynamics and state of the geophysical environment. The study of plasma and magnetohydrodynamic effects arising from the motion of plasma jets in real space is complicated by the scale of the phenomenon and the complex nature of the background environment, which is a non-stationary system of interacting neutral and partially or completely magnetized charged particles. The creation of theoretical models of this phenomenon is also completely unsolved scientific task. Under these conditions, controlled ionospheric plasma experiments are of great importance. The results of active rocket experiments obtained over the past few decades have made it possible to study the processes of magnetohydrodynamic interaction between a high-velocity plasma and the geomagnetic field, the generation of electromagnetic and MHD waves, optical radiation in the visible, UV and IR ranges, background gas ionization, the emergence of complex systems of electric fields and currents, the acceleration of charged particles, and other phenomena. The article discusses the current physical concepts developed from the analysis of the available experimental data, as well as the tasks and possibilities of new active experiments.

Keywords: ionosphere, magnetosphere, plasma flows, geomagnetic field, field-aligned currents, active rocket geophysical experiments

ФИЗИКА ЗЕМЛИ, 2021, № 5, с. 184–201

УДК 621.371+551.510

АКТИВНЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ В ИОНОСФЕРЕ НА ВЫСОТАХ 140–360 КМ. РЕАНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ ОПТИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ

© 2021 г. Ю. И. Зецер[1], *, Ю. В Поклад[1], R. E. Erlandson[2]

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

[2]*Johns Hopkins University Applied Physics Laboratory, Baltimore, MD 21218 USA*

**E-mail: zetzer@idg.chph.ras.ru*

Поступила в редакцию 28.02.2021 г.
После доработки 28.03.2021 г.
Принята к публикации 01.04.2021 г.

Движение плазменных образований, формирующих струйные и токовые системы в ионосфере, представляющей собой сложную и неоднородную среду, сопровождается возникновением ряда физических и геофизических эффектов. В их изучении большую роль играют активные эксперименты, в частности, с использованием высокоскоростных плазменных струй. Проведение таких экспериментов на разных высотах ионосферы дает возможность изучения и понимания динамики движения плазмы и сопутствующих явлений на различных временных и пространственных масштабах. К числу таких явлений можно отнести оптическое излучение в широком диапазоне длин волн, характеризующее газодинамические и физико-химические процессы взаимодействия. В результате проведенных ранее активных экспериментов в ионосфере “Флаксус” и “Северная звезда” было получено большое количество данных, которые обрабатываются и обсуждаются по настоящее время. В предлагаемой статье приведен реанализ части этих данных, полученных, в основном, оптическими приборами, размещенными на поверхности Земли, на спутнике и на борту геофизических ракет.

Ключевые слова: активный геофизический ракетный эксперимент, взаимодействие плазменной струи с разреженной ионосферой, химический взрыв в разреженной ионосфере, оптическое излучение газодинамических процессов.

DOI: 10.31857/S0002333721050227

ВВЕДЕНИЕ

Активные эксперименты в космосе имеют богатую историю [Grandal, 1982; Krimigis et al., 1983; Haerendel et al., 1986; Winckler, 1992; Raitt, 1995; Unan, Rietveld, 1995; James et al., 1998; Inan et al., 2003; Dupont, 2004; Гохберг и др., 2004; Dyal, 2006; Haerendel, 2018; Pongratz, 2018; Prech et al., 2018; Ступицкий, 2019; Жмайло и др., 2019; Mishin, 2019; Winske et al., 2019; Borovsky et al., 2019]. Эти эксперименты включали в качестве воздействующих на ионосферу средств пучки электронов и ионов, выбросы плазмы и выбросы химических веществ.

На начальном этапе проведения активных экспериментов их стимулировали ядерные испытания в космосе, проведенные в начале шестидесятых годов. Такие физические и геофизические эффекты, возникающие при взрывах, как рост ионизации, образование и схлопывание диамагнитной полости, генерация электромагнитных импульсов, распространение стимулированных электромагнитных волн, атмосферные возмущения, движения и захват энергичных частиц – не были до конца понятны и требовали прояснения и разработки моделей [Pongratz et al., 2018]. По мере развития и осмысливания результатов активных экспериментов стало понятно, что распространение плотной плазмы через магнитное поле представляет собой тему, имеющую большой интерес и для более широкого круга дисциплин в физике плазмы, в частности, к солнечным, ионосферным, магнитосферным и астрофизическим явлениям.

Основные научные задачи исследований были сформулированы еще на начальном этапе активных экспериментов [Haerendel, 1981]. Однако возможности решения этих задач определялись уровнем развития ракетных и спутниковых технологий, а также уровнем методов и приборов измерений. И если первые эксперименты, в основном, были направлены на понимание того, “как явление происходит”, то последующие, в том числе современные, ставят задачу понимания механизмов происходящего. Постоянно совер-

шенствующаяся диагностика, появление новых технологий воздействия на среду (компактные, релятивистские электронные пучки, высокоскоростные плазменные струи, антенны нового поколения, микроспутники и т.д.) способствовали формированию современных тем и интересов.

На семинаре "Активные эксперименты в космосе: прошлое, настоящее и будущее" в Санта-Фе в 2017 г. были представлены концепции будущих космических активных экспериментов, предназначенных для исследований, это: (1) начало магнитного пересоединения, (2) инициирование суббурь активными экспериментами, (3) приток массы в область бесстолкновительного пересоединения, (4) физика критических скоростей ионизации, (5) распространение Альфвеновской волны из одного полушария в другое, (6) явления в сопряженных точках для перемещающихся ионосферных неоднородностей и (7) магнитосферно-ионосферных связей [Delzanno et al., 2020].

В методическом плане современные исследования околоземной космической среды с использованием зондирующих ракет обеспечиваются все более изощренными и сложными наборами изучения ионосферы и мезосферы и, в частности, определения механизмов протекающих явлений [Ganguli et al., 2015; Lynch, 2020; Hassanali et al., 2020; Santos-Costa, 2020]. Это мультинагрузочные и мультиплатформенные активные эксперименты, в которых сочетаются наблюдения *in-situ* с наземными наблюдениями и численным моделированием.

Развивающиеся в последнее время лабораторные эксперименты также являются ценным методом изучения фундаментальной физики ионосферной плазмы. В лабораторных экспериментах отсутствуют ограничения, присущие космическим экспериментам, заключающиеся в измерениях только в одной (или нескольких) точках в космосе. Эти эксперименты позволяют использовать большее количество измерительных методов, т.е. лучше контролировать как состояние плазмы, так и прикладываемые возмущения, могут быть неоднократно воспроизводимыми и являются более дешевыми, чем запуск зондирующей ракеты или спутника [Remington et al., 2000; Захаров и др., 2016; Тищенко и др., 2016; Howes, 2018; Гущин и др., 2018; Starodubtsev et al., 2019].

Однако следует отметить, что лабораторные эксперименты не могут заменить эксперименты в натурной среде. Ионосферные и магнитосферные эксперименты могут единственным образом решить задачи крупномасштабной плазмы и дальнодействующего взаимодействия, а также в наибольшей степени бесстолкновительных физических процессов. Кроме того, лабораторные эксперименты работают в масштабах, плотностях плазмы, температур и столкновений, которые могут сильно отличаться от таковых в реальной среде. Поэтому лабораторные эксперименты с правильно подобранными критериями моделирования можно проводить, только исследуя ограниченный набор физических и геофизических явлений.

В настоящей статье обсуждаются результаты реанализа экспериментальных исследований, полученных, в основном, оптическими приборами, посвященных проблемам динамики высокоскоростных плазменных струй в ионосфере на высотах 140–360 км.

Возможности взрывных генераторов, в сочетании с возможностями использованных геофизических ракет, способных вывести полезную нагрузку большой массы, широкий совокупный диапазон измерений наземной, бортовой и спутниковой аппаратуры, позволили проследить цепочку процессов: динамика собственно плазменной струи ⇒ газодинамические, электродинамические и магнитогидродинамические явления ее взаимодействия с окружающей средой ⇒ реакция окружающей среды на оказываемое воздействие, в относительно больших временном и пространственном диапазонах.

СЦЕНАРИИ, ВНЕШНИЕ УСЛОВИЯ И АППАРАТУРА АКТИВНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Эксперименты "Флаксус"

Две однотипных инжекции в эксперименте *"Флаксус"* (*Fluxus*) проводились на средней широте на полигоне Капустин Яр (48.5817° с.ш., 45.7448° в.д.). Они выполнялись ночью, чтобы исключить влияние солнечного излучения на процесс взаимодействия. Всего было выполнено две инжекции: Fl-1 и Fl-2: 31.01.1997 г. в 01h57′48″ UT и 05.02.1997 г. в 02h18′47″ UT соответственно [Адушкин и др., 1993; Erlandson et al., 1999].

Постановка обоих экспериментов была одинаковой. Геофизическая ракета МР-12 стартовала под углом около ~70° к поверхности Земли в восточном направлении. На высоте около 140 км от ракеты отделялся взрывной генератор плазменной струи, и в момент, когда генератор удалялся на ~130 м от измерительного модуля ракеты, происходила детонации взрывчатого вещества (ВВ) плазменного генератора с образованием струи плазмы, которая инжектировалась примерно вдоль местного геомагнитного поля в направлении модуля с бортовой научной аппаратурой. Кроме бортовой, часть аппаратуры наблюдения располагалась на поверхности Земли и на спутнике.

Основная часть оптической аппаратуры размещалась на спутнике MSX [Paxton et al., 1996]. Расстояния от спутника до области инжекции

струи для Fl-1 и Fl-2 составляли, соответственно, 3150 и 3100 км. Кроме того, оптические наблюдения осуществлялись с использованием фотометров и видеокамер, расположенных на поверхности Земли в районе пусковой площадки.

В период проведения экспериментов солнечные вспышки и сколько-нибудь заметные возмущения геомагнитного поля и околоземного космического пространства отсутствовали, и эксперименты проводились в спокойной гелиогеофизической обстановке.

Эксперименты "Северная звезда"

Эксперименты *"Северная звезда" (North Star)* проводились в высоких широтах на Аляске. С полигона Chatanika (65.1253° с.ш., 147.4880° з.д.) 22.01.1999 г в 13:58:03 UT с помощью геофизической ракеты Black Brant XII была запущена полезная нагрузка, которая после разведения представляла собой четыре научных модуля [Erlandson et al., 2002].

Эти модули выводились в собранном виде в заданную точку траектории, затем разворачивались таким образом, чтобы ось инжектируемых струй была перпендикулярна местному геомагнитному полю. После этого производилось разделение полезной нагрузки до заданного баллистического порядка и в соответствии с временной программой осуществлялись инжекции плазмы.

На первом модуле (ETG-1) был установлен взрывной генератор плазменной струи (ВГПС-400) для первой инжекции. На втором (ETG-2) – кроме аналогичного генератора ВГПС для второй инжекции, были установлены датчики, регистрирующие параметры струи при первой инжекции. Остальные два модуля – PDP и OSP были оснащены специализированной аппаратурой: модуль PDP (Plasma Diagnostic Payload) – аппаратурой для плазменных измерений, модуль OSP (Optical Space Payload) – специализированной высокоскоростной оптической аппаратурой. Этот модуль был стабилизирован в пространстве [Erlandson et al., 2004].

Две инжекции высокоскоростной плазменной струи (NS-1 и NS-2) были выполнены с интервалом времени ~155 с на одной траектории. Непосредственно до первой инжекции перед генератором плазменной струи было выпущено 12 г сухого воздуха для исследования роли нейтральной атмосферы на ионизацию струи и сопоставления с результатами экспериментов *"Флаксус"*.

Расстояния модулей от генераторов плазменной струи в первой инжекции составляли: ETG-2 – 170 м, PDP – 468 м, OSP – 1020 м, а при второй инжекции: PDP – 537 м и OSP – 1595 м. Кроме того, при второй инжекции, вследствие прецессии, продольная ось модуля PDP составляла ~60° с осью плазменной струи. Обе инжекции в экспериментах *"Северная звезда"* были с точностью до 10 град направлены перпендикулярно местному геомагнитному полю.

Кроме бортовой аппаратуры, размещенной на модулях, в экспериментах принимала участие оптическая аппаратура упомянутого выше спутника MSX, а также часть оптических наблюдений осуществлялась с использованием высокоскоростных видеокамер, фотометров и спектрографов, расположенных в наземных пунктах Poker Flat и Kaktovic. Состав аппаратуры описан в работе [Erlandson et al., 2004].

Пуск ракеты Black Brant XII состоялся через несколько минут после начала авроральной активности и полет происходил во время обширного проявления аврорального сияния. Ракета пересекала авроральную дугу на восходящей части траектории до момента проведения инжекций струи. Оптическое излучение аврорального сияния практически не мешало наблюдениям спектров струи во время инжекций: модуль OSP имел угол зрения 18°, и его объективы были направлены в противоположную сторону от развивающейся Авроры; при регистрации с MSX интенсивность эмиссий при обоих инжекциях была существенно выше интенсивности авроральных линий.

На рис. 1 показано расположение модулей с измерительной аппаратурой относительно плазменных генераторов.

Взрывные генераторы плазменной струи (ВГПС)

В экспериментах использовались взрывные генераторы: ВГПС-300 – в экспериментах *"Флаксус"*, и ВГПС-400 – в экспериментах *"Северная звезда"* [Адушкин и др., 2000]. Оба генератора были идентичны по конструкции, но отличались по габаритам вследствие различных размеров головных частей геофизических ракет, а также по массе струи и весу ВВ: 15 г и 4.5 кг для ВГПС-300 и 30 г и 9 кг – для ВГПС-400.

ВГПС инжектировал плазменную струю алюминия с высокой плотностью ионов со скоростями ионов от 42 км/с (передний фронт) и до 7 км/с (задний фронт). Учитывая быструю рекомбинацию ионов алюминия, в составе распространяющейся струи присутствовал и нейтральный алюминий. Время выхода струи из корпуса генератора составляло ~20 мкс. Наземные испытания ВГПС показали, что ~90% массы плазменной струи сосредоточено в пределах телесного угла $\pm 10°$ от оси струи.

Заряд ВВ указанных генераторов состоял из смеси двух взрывчатых веществ (ТНТ и гексаген). Энергия взрывчатки составляла ~20 МДж (ВГПС-300) и ~40 МДж (ВГПС-400).

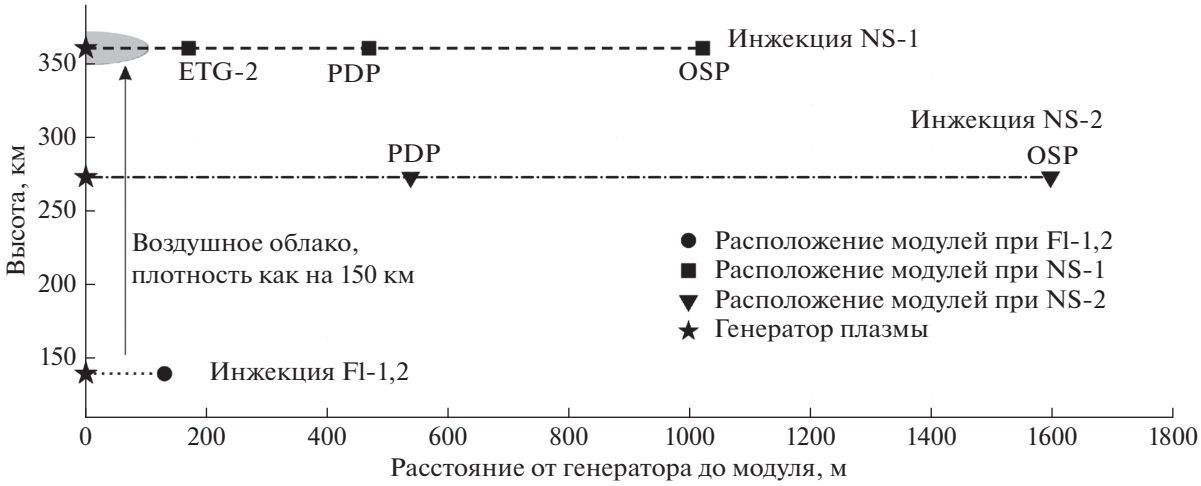


Рис. 1. Расположение модулей с измерительной аппаратурой относительно плазменных генераторов. При инжекции NS-1 за счет предварительного впрыска сухого воздуха начальный разлет струи соответствовал разлету на высоте 150 км, но после модуля ETG-2 окружающая ионосфера соответствовала истинной высоте – 360 км.

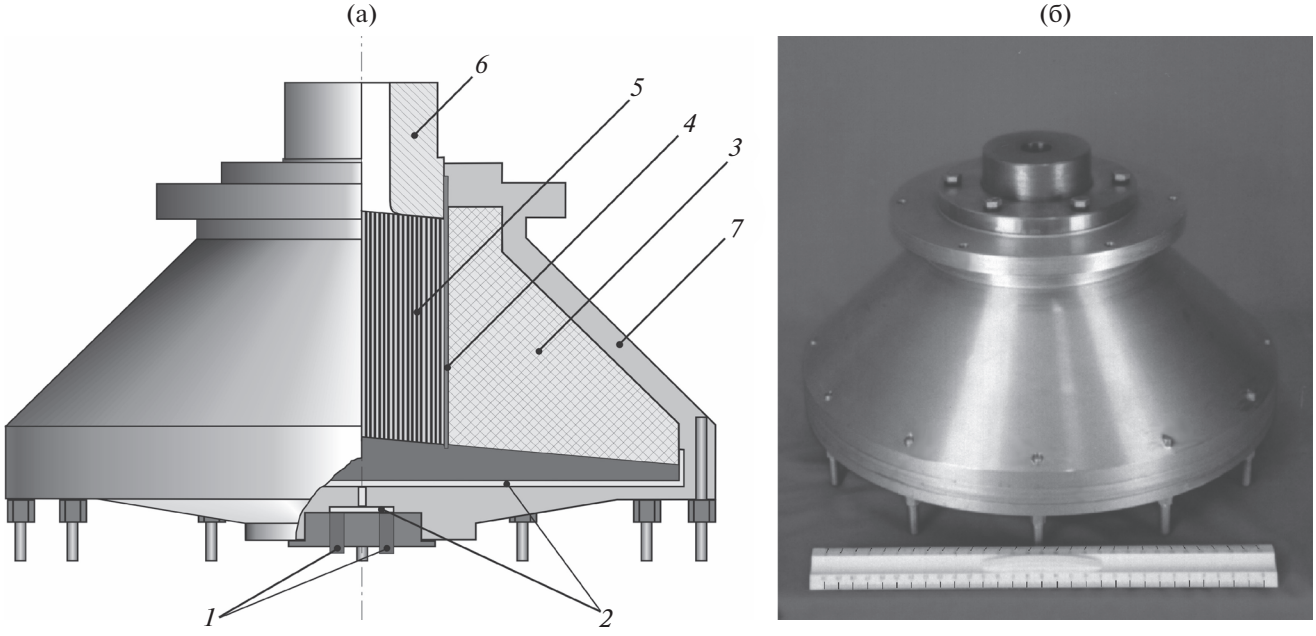


Рис. 2. (а) – Конструкция генераторов ВГПС: *1* – детонаторы; *2* – листовое ВВ; *3* – основное ВВ; *4* – внешний слой плазмообразующего алюминия; *5* – тонкие трубки плазмообразующего алюминия; *6* – выходное сопло; *7* – корпус генератора; (б) – внешний вид генератора ВГПС-400.

Схема и внешний вид генераторов приведены на рис. 2. Продукты взрыва кумулятивного ВВ отсекались от алюминиевой плазменной струи специальной конструкцией выходного сопла. Чисто алюминиевый состав струи был подтвержден как в наземных испытаниях, так и во время проведения экспериментов *“Флаксус”* с использованием спектральных наблюдений со спутника MSX в спектральном диапазоне от 110 до 900 нм. Осколки, возникающие в результате разрушения корпуса генератора, расширялись медленнее, чем плазменная струя, и, таким образом, не мешали наблюдениям эффектов взаимодействия плазменной струи с ионосферой.

Для выпуска сухого воздуха перед первой инжекцией на генераторе был установлен специальный баллон со сжатым воздухом. Параметры инжектируемых струй плазменных генераторов определялись в наземных экспериментах с ис-

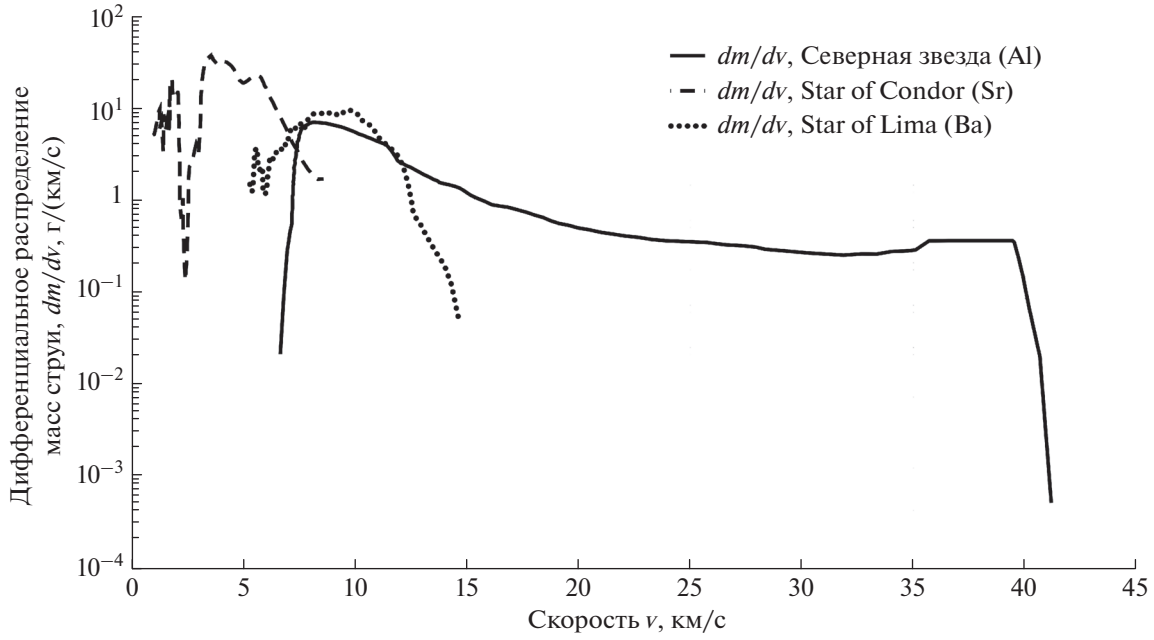


Рис. 3. Дифференциальное распределение масс ионов алюминия по скоростям для генератора ВГПС-400, использованного в эксперименте "*Северная звезда"*. Для сравнения на этом же графике приведены дифференциальные распределения масс атомов стронция (Sr) и бария (Ba) для взрывных генераторов, использованных в экспериментах Star of Condor и Star of Lima.

пользованием вакуумной камеры при давлении ~10^{-3} мм рт. ст.

На рис. 3 представлено дифференциальное распределение масс ионов алюминия по скоростям для генераторов, использованных в указанных выше экспериментах. Для сравнения на этом же графике приведены дифференциальные распределения масс атомов стронция (Sr) и бария (Ba) для взрывных генераторов, использованных в экспериментах Star of Condor [Wescott et al., 1986] и Star of Lima [Wescott et al., 1986].

На рис. 4 представлены яркостные температуры плазменной струи генераторов ВГПС-300 и ВГПС-400, измеренные в вакуумной камере сбоку на расстояниях 90 и 250 мм от сопла (выходной втулки) генератора, а также в направлении в торец струи. Измерения проводились в узких телесных углах, с помощью фотодиодов, стоящих за фильтрами с эффективной длиной волны 435 и полушириной 20 нм.

В табл. 1 представлены основные параметры генераторов ВГПС-300 и ВГПС-400, использованных в экспериментах *"Флаксус" и "Северная звезда"*.

ДИНАМИКА ВЫСОКОСКОРОСТНОЙ ПЛАЗМЕННОЙ СТРУИ ПРИ ЕЕ РАЗЛЕТЕ В РАЗРЕЖЕННУЮ ИОНОСФЕРУ

Начальная стадия и распределение концентрации ионов

В экспериментах *"Флаксус"* на модуле, находящемся на расстоянии 130 м от плазменного генератора, были установлены фотодиоды, реги-

Таблица 1. Основные данные ВГПС, использованных в программах *"Флаксус"* и *"Северная звезда"*

Параметры генератора	Эксперименты *"Флаксус"*, инжекции Fl-1.2	Эксперименты *"Северная звезда"*	
		инжекция NS-1	инжекция NS-2
Масса ВВ, кг	4.5	9	9
Масса инжектируемой струи, г	15	30	30
Масса предварительно выпущенного воздуха, г	–	12	–
Полная энергия струи, МДж	3	6	6
Максимальная начальная яркостная температура плазмы, К/эВ	16000/1.4	25000/2.2	25000/2.2
Скорости плазменной струи, км/с	42 (передний фронт)–7 (задний фронт)		

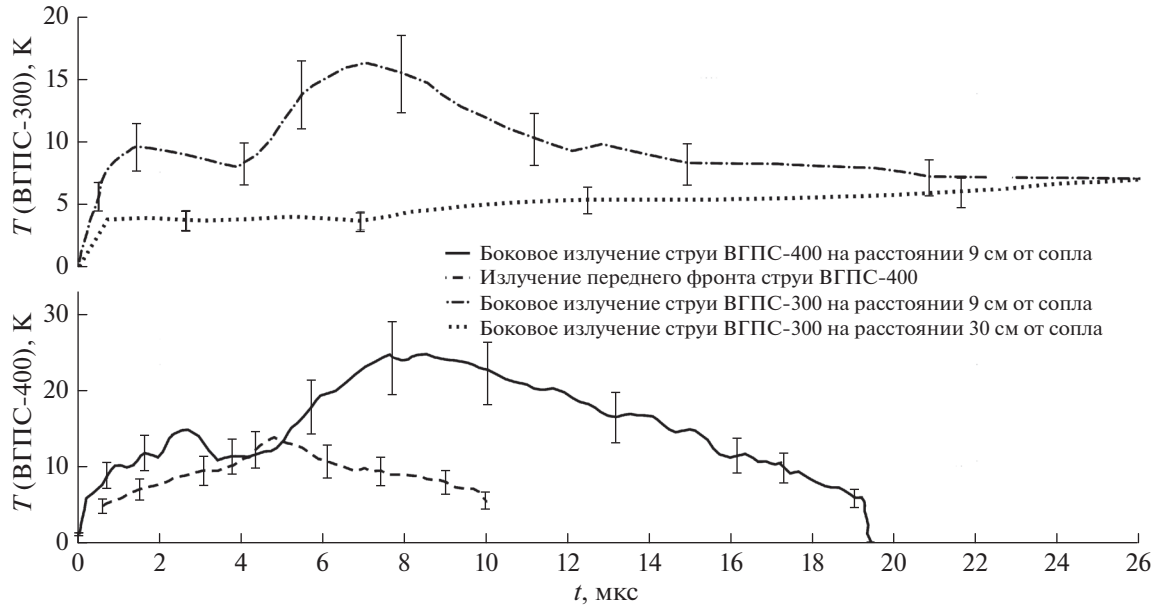


Рис. 4. Яркостные температуры плазменной струи генераторов ВГПС-300 и ВГПС-400, измеренные в вакуумной камере сбоку на расстояниях 90 и 250 мм от сопла генератора, а также в направлении в торец струи.

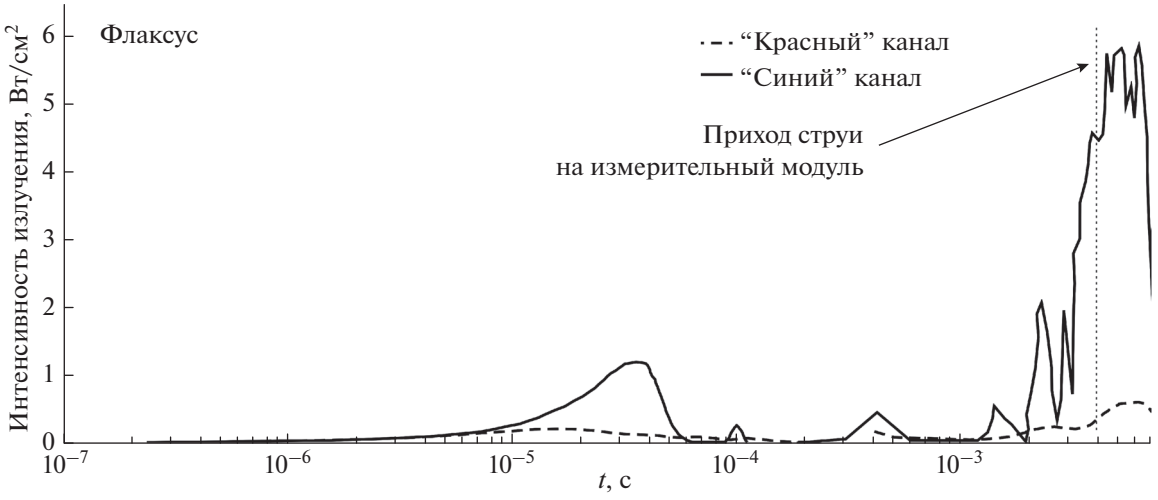


Рис. 5. Сигналы с фотодиодов при первой и второй инжекциях для спектральных каналов 400–550 нм и 1.3–1.6 мкм.

стрирующие плотность потока энергии излучения от плазменной струи. Фотодиоды имели два фильтра: один с полосой пропускания 0.4–0.55 микрон, названный "синим" каналом, другой – с полосой пропускания 1.3–1.6 микрон, названный "красным" каналом. Ввиду большого быстродействия, удалось получить самую первую информацию об излучении струи (рис. 5)

Анализируя приведенные данные, можем отметить, что основная доля высвечиваемой энергии приходится на коротковолновый ("синий") канал, что свидетельствует о высокой температуре начальной стадии. Кроме того, вызывает интерес первоначальный импульс на ~30 мкс. Возможно, этот импульс вызывается "просветлением", т.е. ситуацией, когда передний фронт расширяющейся струи охлаждается настолько, что регистрируется температура области этой струи, расположенной за фронтом.

Распределение концентрации ионов и нейтралов

На каждом из измерительных модулей в проведенных экспериментах *"Флаксус"* и *"Северная звезда"* были расположены Ленгмюровские зонды, что дало возможность проследить изменение

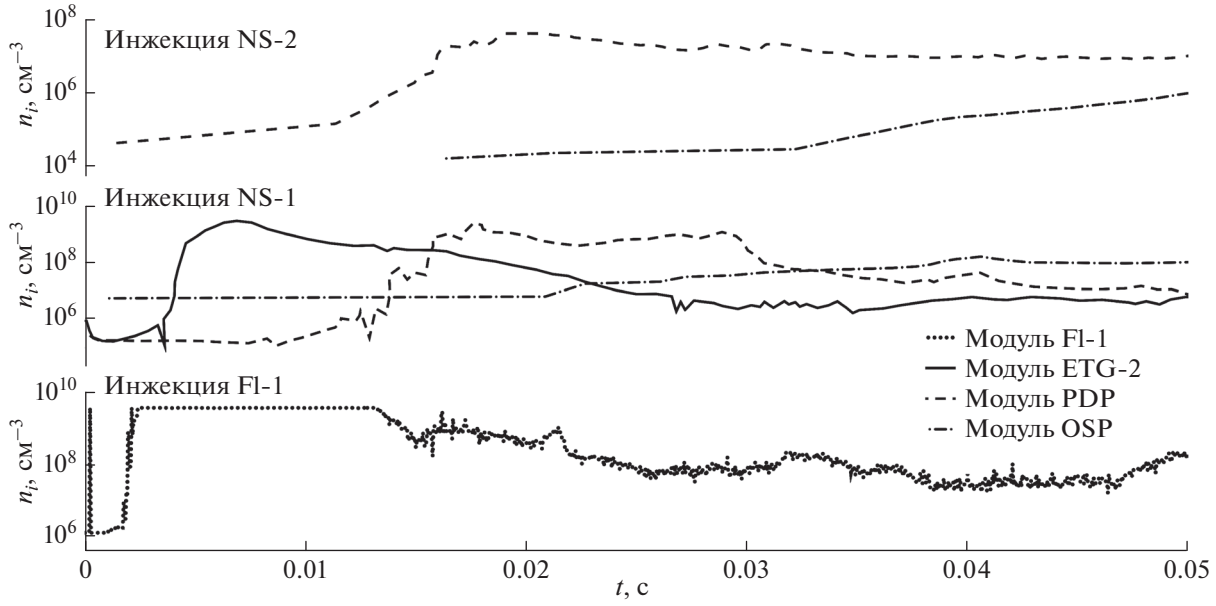


Рис. 6. Распределения концентраций плазменной струи около каждого из модулей в инжекциях экспериментов "*Флаксус*" и "*Северная звезда*".

концентрации ионов в плазме струи на расстояния до ~1.5 км. На рис. 6 показаны распределения этих концентраций около каждого из модулей при каждой инжекции.

В эксперименте "*Флаксус*" в измерительном модуле был установлен пироприемник, способный измерять кинетическую энергию налетающей струи. Пользуясь этими данными в сочетании с измерениями концентрации ионов и в предположении, что вся поступающая на пироприемник энергия определяется кинетической энергией частиц алюминия, можно оценить как общую концентрацию частиц (нейтралов и ионов) в движущейся струе, так и отдельно плотность нейтральных частиц.

На рис. 7 представлены измеренные концентрации ионов (с использованием интерполяции на участке насыщения зонда Ленгмюра) и нейтралов. Судя по графику, на фронте струи концентрация ионов по порядку величины равна общему числу налетающих частиц. Начиная с ~10 мс, заряженная компонента струи уменьшается, и последующая плотность потока кинетической энергии налетающей струи, регистрируемая пиродатчиком, определяется, практически, движением нейтралов.

Распределение концентрации ионов в струе по линии расположения измерительных модулей свидетельствует о довольно слабом газодинамическом торможении окружающей средой. На рис. 8 построен график зависимости максимальных величин концентраций ионов для каждой из инжекций от расстояния до модулей.

Как видно, интерполяционная кривая $\sim L^{-3.3}$. Если считать, что расширяющаяся струя имеет вид конуса с постоянным углом при вершине 20°, то плотность газа в объеме этого конуса также $\sim L^{-3}$. Т.е. изменение плотности ионов с точностью до $L^{0.3}$ определяется увеличением объема струи.

Внешняя картина разлета струи в УФ, видимом и ИК диапазонах

Внешняя картина разлета струи и ее взаимодействия с ионосферой была получена в ультрафиолетовом, видимом и инфракрасном диапазонах приборами спутникового и наземного базирований.

Изображения в ультрафиолетовом диапазоне. На рис. 9а показаны изображения внешнего вида области взаимодействия для инжекций Fl-2, NS-1 и NS-2 в УФ диапазоне (180–300 нм), а на рис. 9б аналогичные изображения в видимом диапазоне (300–900 нм). Время измерения – 0–0.5 с после начала инжекций.

Как видно, изображения внутренней области расширения струи в первые 0.5 с после инжекции (рис. 9), к сожалению, не разрешимы из-за насыщения. Тем не менее сравнения показывают, что наибольший размер излучающей области (около 10 км^2) приходится на ультрафиолетовый диапазон при инжекции NS-1. Можно также построить интегральную по пятну интенсивность излучения (рис. 10) [APL Report, 2000], откуда видно, что радиационная энергия этой плазменной области в УФ диапазоне составляет десятки килоджоулей за 0.5 с.

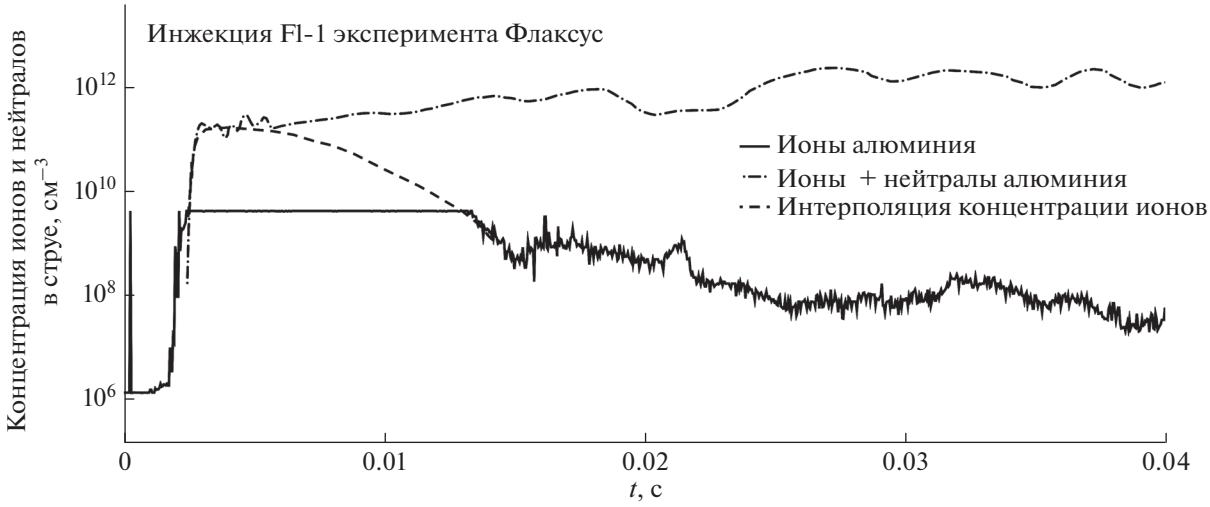


Рис. 7. Сравнение концентраций ионов и суммарной (ионов и нейтралов) в движущейся струе.

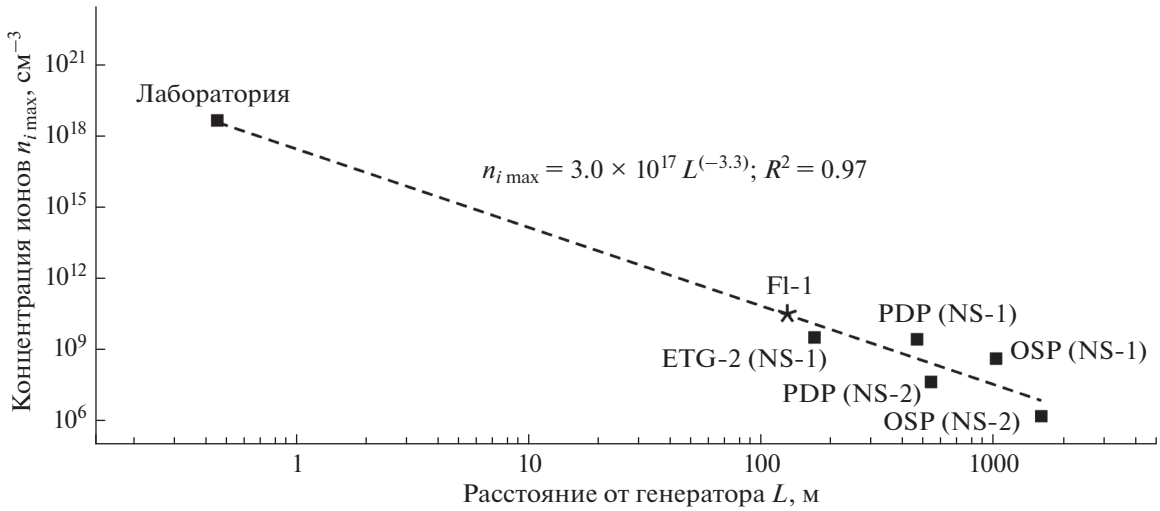


Рис. 8. Максимальные величины концентраций ионов около соответствующих модулей для каждой из инжекций.

Отметим также, что на среднем изображении рис. 9а отчетливо видны мелкомасштабные неоднородности, видимо, являющиеся поздней стадией формирования плазменных неустойчивостей.

Изображения в видимом диапазоне. На рис. 11 представлены изображения плазменной струи при первой инжекции, полученные из наземного пункта Poker Flat с помощью ТВ камеры с узким полем зрения за период времени 0.017–0.75 с после начала первой инжекции (NS-1).

На рис. 12 представлены изображения плазменной струи при второй инжекции (NS-2), полученные этой же камерой за период времени 0.017–0.6 с после начала инжекции.

На этих рисунках инжекция плазменной струи направлена вправо (тонкие линии на рис. 11 и рис. 12, длина которых составляет ~5 км). Эти линии перпендикулярны вектору геомагнитной индукции (±10°) [Erlandson et al., 2004].

Изображения в видимом диапазоне струи при инжекции NS-1 резко отличаются от изображения при второй инжекции NS-2 (рис. 11 и рис. 12). Если при первой инжекции изображение формируется относительно симметрично, то при второй инжекции изображение развивается первоначально вдоль направления геомагнитного поля (перпендикулярно направлению инжекции), а затем “поворачивается” и развивается вдоль направления инжекции. Пока объяснение этих фактов у нас отсутствует.

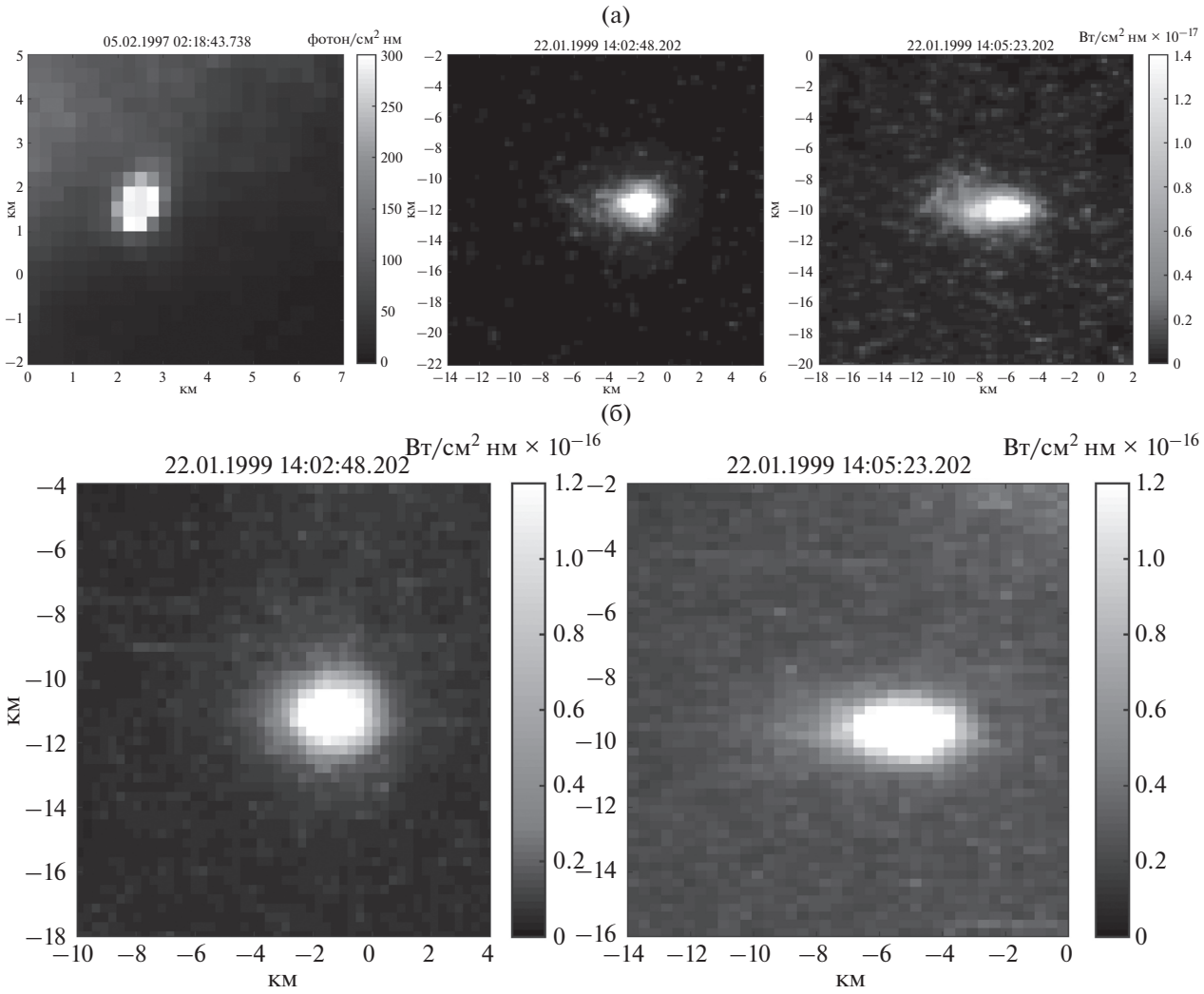


Рис. 9. Изображения области взаимодействия плазменной струи с окружающей ионосферой, полученные приборами спутника MSX в течение первых 0.5 с после соответствующих инжекций: в диапазоне 180–300 нм (а) и 300–900 нм (б).

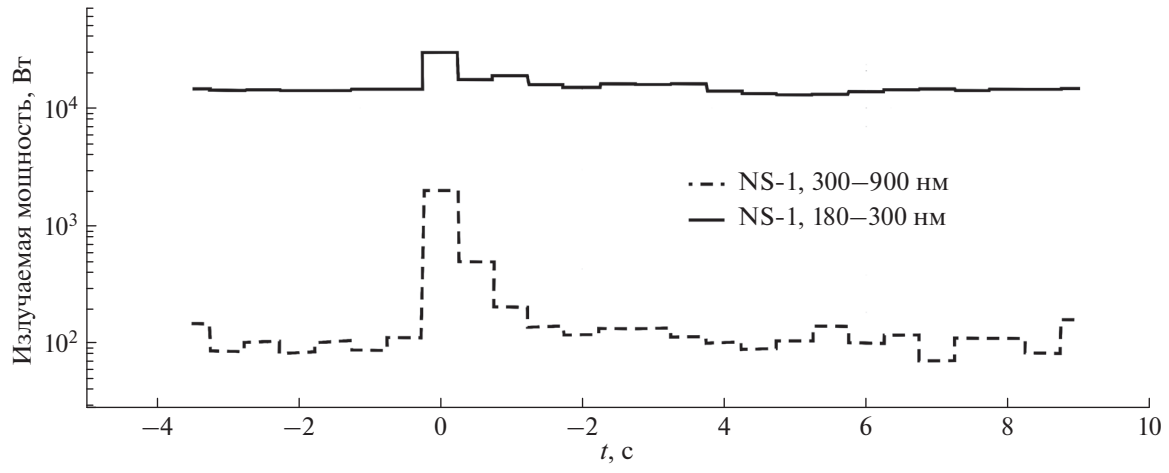


Рис. 10. Интегральная по пятну интенсивность излучения областей взаимодействия в УФ (180–300 нм) и видимом (300–900 нм) диапазонах при инжекции NS-1.

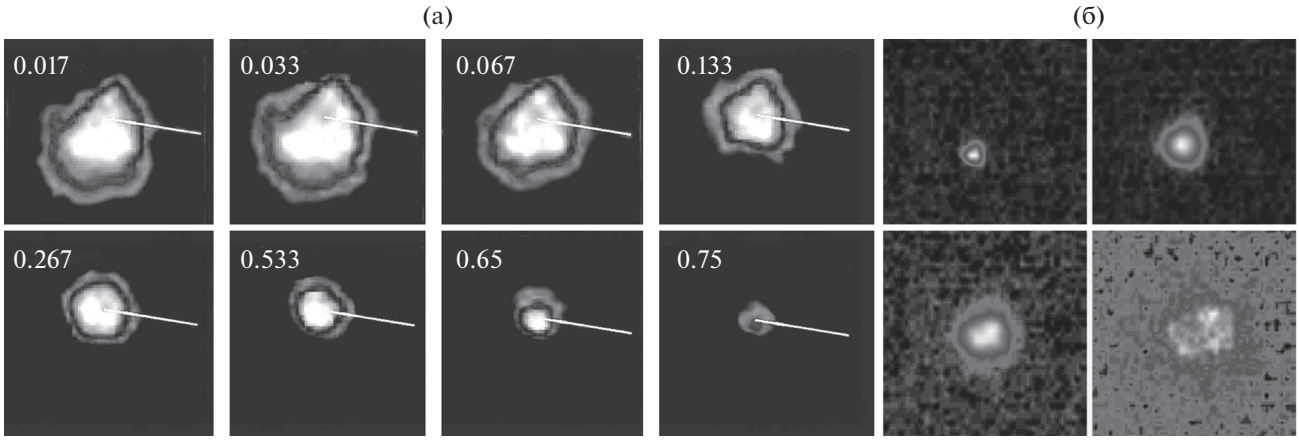


Рис. 11. Изображения плазменной струи при первой инжекции, полученные из Poker Flat с помощью ТВ камеры с узким полем зрения (SIT) за период времени 0.017–0.8 с после начала инжекции.

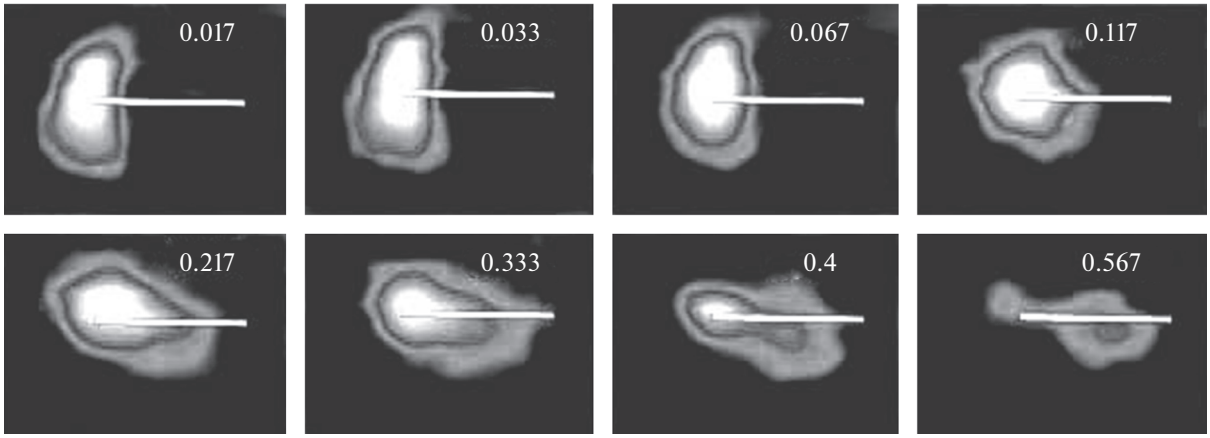


Рис. 12. Изображения плазменной струи при второй инжекции, полученные из Poker Flat с помощью ТВ камеры с узким полем зрения (SIT) за период времени 0.017–0.6 с после начала инжекции.

Кроме того, на рис. 11б, так же, как и на рис. 9а, наблюдаются оторвавшиеся от струи мелкомасштабные неоднородности, видимо, являющиеся поздней стадией формирования плазменных неустойчивостей.

Изображения в ИК диапазоне. На рис. 13 показаны кадры съемки процесса инжекции, полученные телескопом SPIRIT III в разные моменты времени в полосе 6–10.9 микрон.

Наблюдается светящееся (в ИК диапазоне) образование, перемещающееся медленнее, чем первичная плазменная струя, и в течение более длительного времени. Эти ИК изображения имеют скорее отношение к движению плазмы, смешанной с продуктами взрыва и испаренными деталями корпуса генератора.

На рис. 14 показан отдельный кадр распределения излучаемой энергии корпуса геофизической ракеты и облака, полученных в полосе 13.5–15.9 микрон, при $t = 7.6$ с, когда ракета и облако находились отдельно друг от друга.

На рис. 15 показана энергетическая светимость облака в ИК спектральных диапазонах. Приведенный рисунок свидетельствует о большой длительности светимости облака, которая происходит в ИК диапазоне, т.е. при существенно меньших температурах, что представляет основное отличие регистрируемого облака от плазменной струи.

Данные спектрографических измерений

Пониманию того, какие физические процессы происходят при движении плазменной струи в ионосфере, могут способствовать спектрографические измерения. Эти измерения осуществлялись, как быстродействующими (временное разрешение 3 мс) бортовыми приборами, установ-

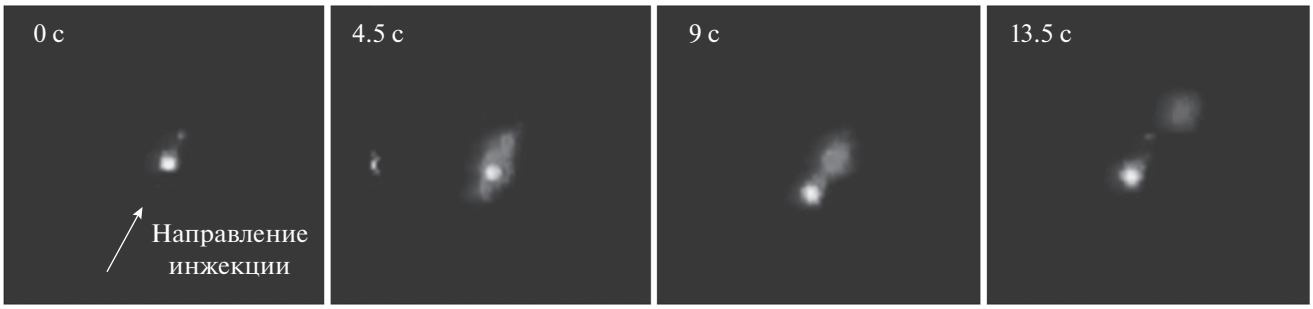


Рис. 13. Кадры съемки процесса инжекции, полученные телескопом SPIRIT III в разные моменты времени. Яркое пятно – это головной отсек геофизической ракеты.

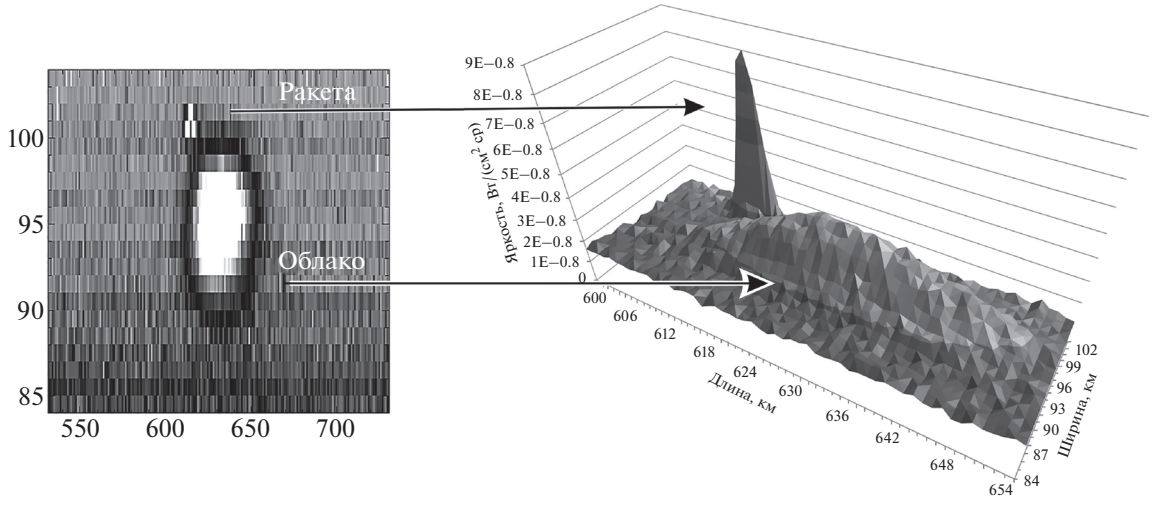


Рис. 14. Энергия, излучаемая ракетой и облаком, полученная в полосе 13.5–15.9 микрон, при $t = 7.6$ с, когда ракета и облако находятся отдельно друг от друга.

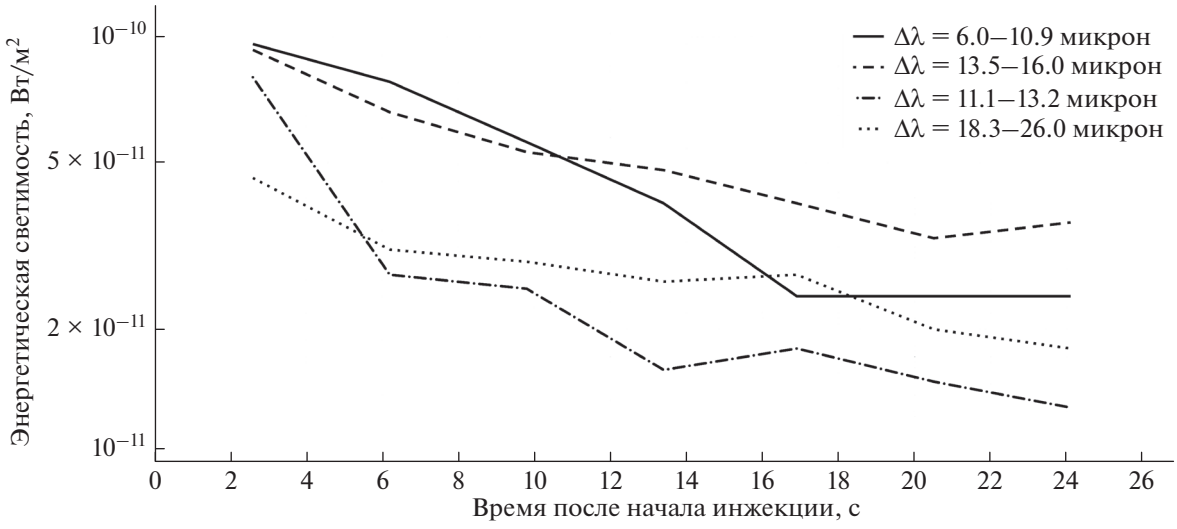


Рис. 15. Энергетическая светимость облака в ИК диапазонах от 6 до 26 микрон.

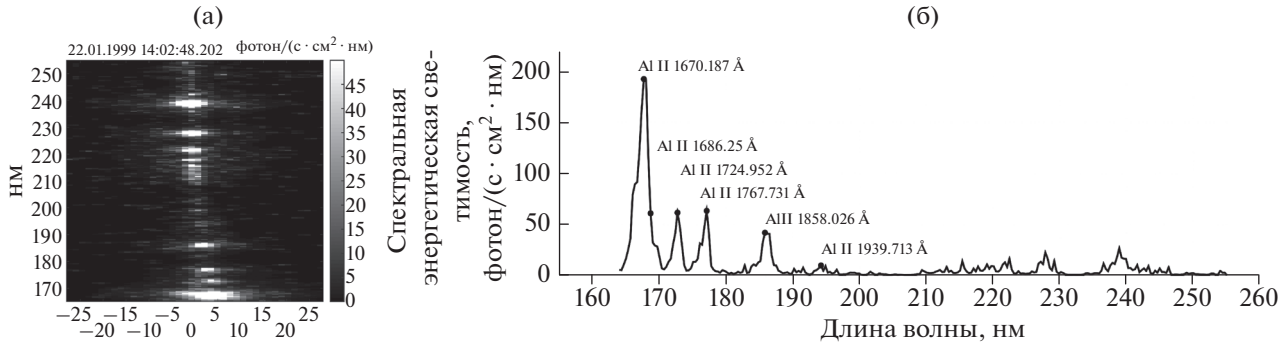


Рис. 16. Участок спектрографического изображения области взаимодействия, наблюдаемого только при инжекции NS-1 (а), и спектр по указанному сечению изображения (б).

ленными на модуле OSP, так и спектрографами, размещенными на спутнике MSX с временным разрешением 0.5 с.

Сравнения спектров, полученных приборами спутника MSX во всех четырех инжекциях (Fl-1,2, NS-1,2), показали существенное отличие спектра NS-1, а именно в этом спектре присутствует большое количество линий Al II: Al II (1670.19 Å), Al II (1686.25 Å), Al II (1724.95 Å), Al II (1858.03 Å), Al II (1939.71 Å) (рис. 16).

Спектрограммы, представленные на этом рисунке, видимо, относятся к области взаимодействия первичной плазменной струи с предварительно выпущенным воздухом плотностью, большей, чем плотность ионосферы на высоте 360 км. Это область дополнительной ионизации струи, что показывает увеличенная на два порядка концентрации ионов в инжекции NS-1 по сравнению с инжекцией NS-2. Высокоскоростные приборы OSP, имеющие диапазон измерений от 196 нм, зарегистрировали, начиная с ~3 мс, следующие наиболее сильные линии: OII (2411.6 Å), NII (2496.8 Å), Al I (2575.1 Å), Al II (2669.2 Å), Al I (3082.15 Å), NII (3437.3 Å), OII (3919.3 Å).

Такие же линии наблюдались и приборами спутника MSX. На рис. 17 представлены спектрографические изображения распределения спектральных линий по длине щели для спектрографов MSX, полученные в диапазонах 120–380 и 400–900 нм соответственно.

Высокоскоростные спектры плазменной струи можно надежно наблюдать до ~40 мс, т.е. до того момента, когда передний фронт струи дойдет до модуля OSP. По этим спектрам можно оценить время жизни основных спектральных линий. На рис. 18 показаны развертки по времени наиболее сильных линий, наблюдаемых в это время до 40 мс. Из графика следует, что интенсивность высвечивания первичной струи с возбужденным *Al* составляет не более 40 мс.

Кроме быстро затухающих линий спектрографы регистрируют и долгоживущие линии. На рис. 19 показаны времена жизни некоторых долгоживущих линий в экспериментах *“Флаксус”* и *“Северная звезда”*. Эти линии представляют собой уже свечение плазменной области, которая появилась в результате взаимодействия первичной плазменной струи с окружающей ионосферой, и их интенсивность существенно меньше интенсивности линий первичной струи.

Из рисунка видно, что дольше всего живут линии при инжекции NS-2, видимо, так как окружающая среда при данной инжекции имела наименьшую плотность, причем по данным экспериментов линия возбужденной молекулы азота (3934.3 Å) имела наибольшую продолжительность жизни.

ОБСУЖДЕНИЯ РЕЗУЛЬТАТОВ

Разлет высокосортной плазменной струи в ионосфере на высотах 140–360 км представляет собой сложную картину, в процессе которой присутствуют газодинамические, электродинамические и магнитогидродинамические процессы. Отметим некоторые особенности полученных данных.

Расширение плазменной струи. Расширению плазменной струи препятствуют внешнее геомагнитное поле и давление окружающей среды. Радиус магнитного удержания R_B, т.е. радиус, при котором начальная кинетическая энергия равна энергии внешнего геомагнитного поля в объеме $4/3(\pi R_B^3)$, вычисляется как [Winske at al., 2019]:

$$R_B = (3\mu_0 M V_{d0}^2 / 4\pi B_0^2)^{1/3},$$

где: m_i – масса иона и n_0 – плотность ионов окружающей плазменной среды; M – масса плазмы, расширяющейся с начальной скоростью V_{d0}; B_0 – индукция геомагнитного поля в области расширения; μ_0 – магнитная проницаемость вакуума.

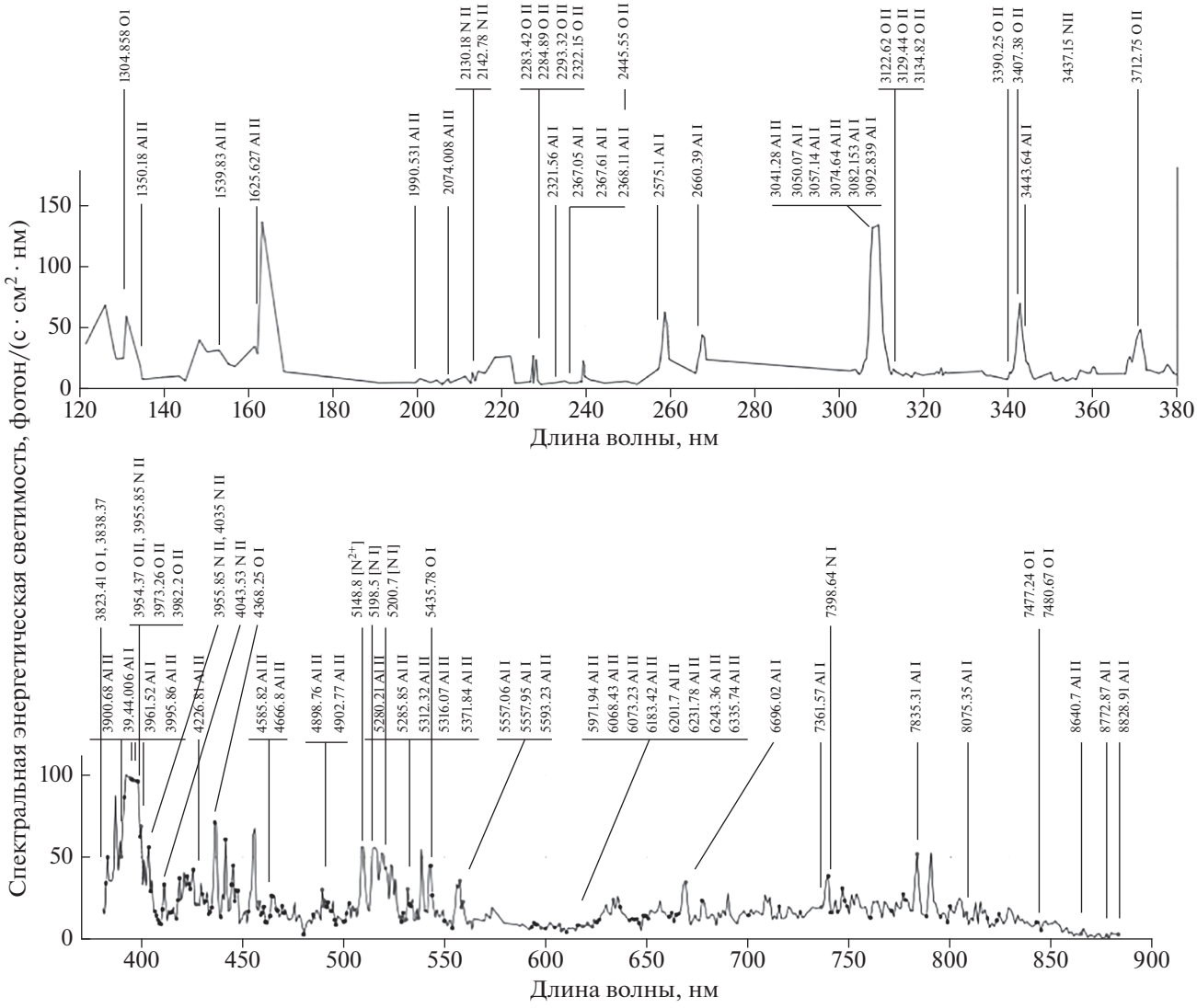


Рис. 17. Спектрографические изображения распределения спектральных линий по длине щели для спектрографов MSX: 120–380 нм (верхняя панель) и 400–900 нм (нижняя панель).

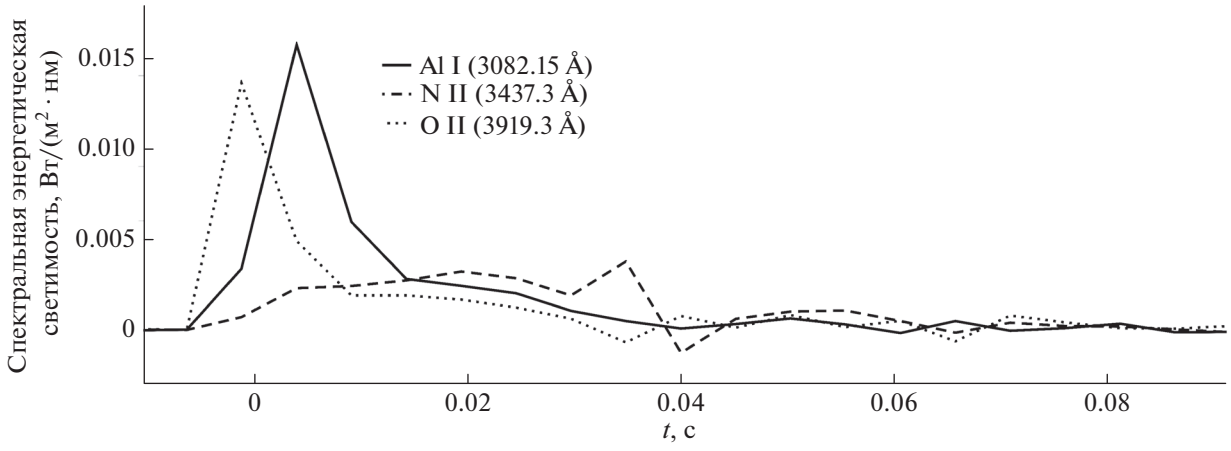


Рис. 18. Развертки по времени наиболее сильных линий, наблюдаемых в период до 40 мс приборами OSP.

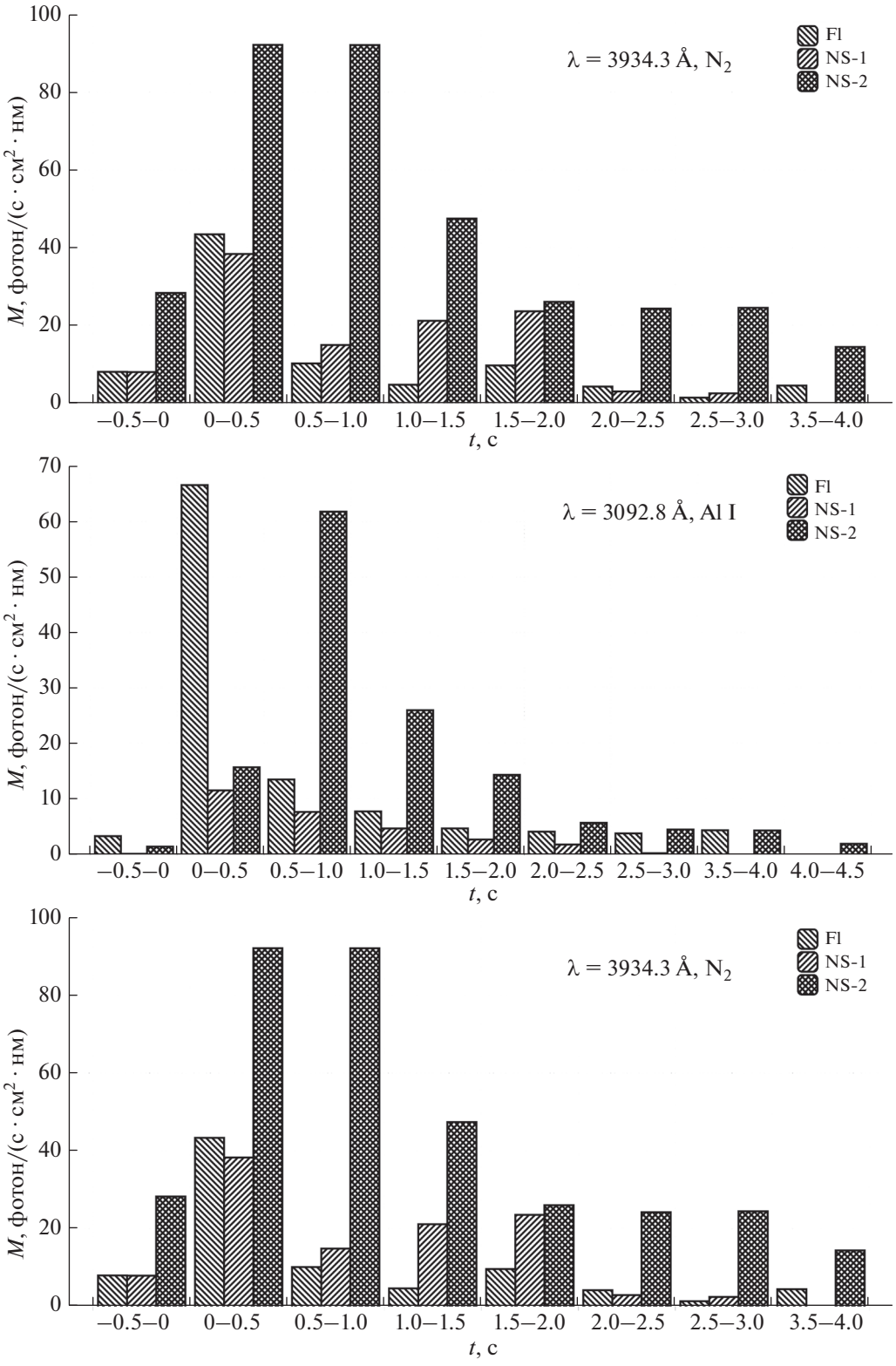


Рис. 19. Времена жизни некоторых долгоживущих линий в экспериментах *"Флаксус"* и *"Северная звезда"*.

Радиус равной массы R_M, т.е. расстояние, при котором расширяющаяся масса плазмы M сравнивается с эквивалентной массой фоновой плазмы, оценивается отдельно для струи, имеющей разлет в конусе при вершине 20° (R_{MJ}), и продуктов взрыва, имеющих сферический разлет (R_{ME}). Оценка R_B проводилась с использованием модели геомагнитного поля IGRF – 13th Generation, а R_{MJ} и R_{ME} – с использованием модели атмосферы MSIS 90. Результаты оценок приведены в табл. 2.

Полученные оценки радиусов равной массы для струи R_{MJ} находятся в противоречии с экспериментальными данными, которые показывают, что струя даже не замедляется на расстояниях R_{MJ}. Либо в данном случае не работает модель "снежного плуга", либо масса струи отличается от принятой.

Роль предварительно выпущенного воздуха при инжекции NS-1 также не находит пока объяснения. В частности, необъясненным является тот факт, что это облако воздуха существенно увеличивает как ионизацию струи, так и связанные с этим эффекты (оптическое излучение струи, образование хорошо развитой диамагнитной полости и другие).

Можно только показать, что в области выпущенного воздуха энергия струи сильно поглощается. На рис. 20 приведены распределения энергии струи, измеренной в области существования облака (между генератором струи и модулем ETG-2) с энергиями, измеренными между остальными модулями, где это облако отсутствовало.

Сравнение данных показывает, что в области существования предварительно выпущенного облака теряется более порядка энергии струи. Видимо, эта энергия расходуется на дополнительную ионизацию струи. Однако никаких указаний на механизм этих потерь график не дает.

Таблица 2. Оценка радиусов остановки плазменной струи в ионосфере для различных экспериментов

Инжекции	R_B, км	R_{MJ}, км	R_{ME}, км
Fl-1.2	1.4	0.6	0.7
NS-1 (в начальной фазе)	1.7	0.7	0.9
NS-1	1.7	5.3	6.6
NS-2	1.7	2.9	3.6

Спектральные измерения. Измерения оптических спектров, излучаемых плазмой в диапазоне от УФ до ИК, а также сравнения изображений, полученных в этих диапазонах длин волн, свидетельствует о существовании разных стадий процесса взаимодействия взрывного плазменного генератора с ионосферой.

Первичная высокоскоростная плазменная струя, состоящая, в основном, из ионизованных и возбужденных атомов алюминия (рис. 16), существует в пределах нескольких десятков миллисекунд (рис. 18). По оценкам, за это время ее размер увеличивается до ~0.1 км^2. Судя по данным [Gavrilov et al., 2004; Pfaff et al., 2004], именно в это время происходит формирование диамагнитной полости, возникающей при взаимодействии струи с геомагнитным полем.

Струя возбуждает области ионосферы, занимающие размер около нескольких квадратных километров (рис. 9 и рис. 11). Характерными спектральными линиями этой области являются ионизованные и возбужденные линии воздуха на этих высотах (рис. 17), длительность свечения которых составляет порядка нескольких секунд (рис. 19). Интенсивность этих линий меньше интенсивности свечения линий первичной струи.

Через несколько секунд проявляется более долгоживущее, но более слабое свечение, в ос-

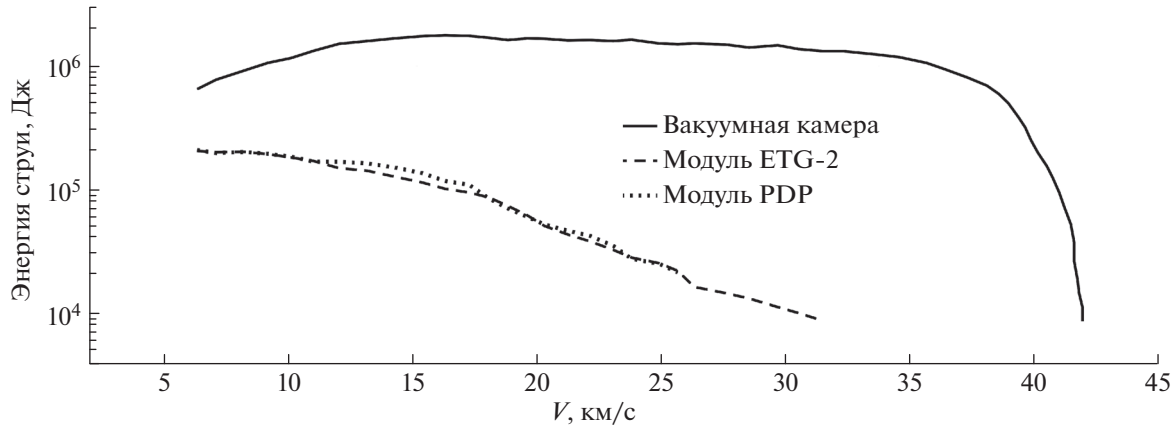


Рис. 20. Распределение энергии массы струи по скорости около последовательно расположенных модулей ETG-2 и PDP. Между генератором плазмы и модулем ETG-2 теряется более порядка энергии струи.

новном, в ИК диапазоне. Это свечение продолжается несколько десятков секунд. Область расширяется со скоростью ~100 м/с и ее размеры составляют несколько квадратных километров. Нами интерпретируется указанная область свечения как область, соответствующая расширению продуктов взрывчатого вещества и осколков корпуса генератора.

Суммируя изложенные данные оптических измерений, можно представить развитие следующих последовательных стадий взаимодействия взрывного генератора плазмы с ионосферой: *1 стадия* – разлет первичной струи ионизованного алюминия; *2 стадия* – взаимодействие первичной струи с окружающей средой, свечение этой плазменной области взаимодействия в спектральных линиях, соответствующих линиям ионизованных и возбужденных компонентов ионосферы; *3 стадия* – разлет продуктов взрыва с осколками корпуса генератора.

ВЫВОДЫ

Результаты оптических измерений при инжекциях на высотах 140–300 км ночной ионосферы позволили, с одной стороны, определить особенности использования генераторов взрывного типа в активных экспериментах, с другой – установить некоторые физические механизмы взаимодействия высокоскоростной струи плазмы и продуктов ВВ с окружающей средой.

Установлено, что взрывные генераторы создают плазменную струю, имеющую неравномерную по массе скорость от 7 до 42 км/с, и облако продуктов взрыва. Благодаря конструктивным особенностям, эти два явления разъединены по пространству и по времени, т.е. позволяют определенное время наблюдать эффекты взаимодействия отдельно.

Практически полностью ионизованная алюминиевая плазменная струя, массой 30 г, имеет начальную яркостную температуру ~2.2 эВ и значительный высвет в УФ и видимом диапазоне длин волн. Длительность наиболее сильного излучения в УФ диапазоне составляет несколько десятков миллисекунд.

На указанных высотах плотность окружающей среды на расстояниях до 1.4 км от точки инжекции слабо влияет на геометрию струи. Однако выпущенное непосредственно перед инжекцией воздушное облако увеличивает концентрацию ионов струи приблизительно на два порядка, соответственно, увеличивая излучаемую энергию в области взаимодействия струи и выпущенного воздуха.

Область взаимодействия первичной плазменной струи и окружающей ионосферы имеет меньшую интенсивность излучения при более длительном существовании (до нескольких секунд). Спектральные линии этого излучения, в основном, принадлежат газовым составляющим ионосферы, в которых присутствуют линии, специфичные для искусственной Авроры.

Облако продуктов взрыва излучает в ИК диапазоне, имеет существенно большую длительность – десятки секунд, и большие размеры.

Указанные выводы относятся только к результатам оптических измерений. Хорошо развитая диагностика электродинамических, магнитогидродинамических процессов, а также измерения энергетических спектров ионов и электронов обеспечили выявление широкого класса механизмов взаимодействия плазменной струи с окружающей ионосферой. Результаты реанализа упомянутых выше активных экспериментов, рассматривающие эти механизмы, предполагается сообщить в последующих статьях.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках Программы Президиума РАН № 56 (№ 0146-2018-0001).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Адушкин В.В. и др. Активные геофизические эксперименты с инжекцией высокоскоростной плазменной струи в ионосфере // Докл. РАН. 1993. Т. 331. № 4. С. 486–489.

Адушкин В.В., Зецер Ю.И., Зотов Н.И., Киселев Ю.Н., Христофоров Б.Д., Юрьев В.Л., Поклад Ю.В. Способ возмущения ионосферы и устройство для его осуществления. Патент на изобретение № 2144685 РФ. 2000.

Гохберг М.Б., Шалимов С.Л. Воздействие землетрясений и взрывов на ионосферу. М.: ИФЗ РАН. 2004.

Гущин М.Е., Коробков С.В., Терехин В.А., Стриковский А.В., Гундорин В.И., Зудин И.Ю., Айдакина Н.А., Николенко А.С. Эксперименты по моделированию динамики плотного плазменного облака, расширяющегося в замагниченную фоновую плазму, на крупномасштабном стенде “Крот” // Письма в ЖЭТФ. 2018. Т. 108. Вып. 6. С. 416–421.

Жмайло В.А., И.В. Соболев, Широков А.Е. Расчеты γ-зари космического ядерного взрыва операции “Морская звезда” // Вопросы атомной руки и техники: Сер. Теоретическая и прикладная физика. 2019. Вып. 3. С. 39–43.

Захаров Ю.П., Тищенко В.Н., Антонов А.И., Мелехов А.В., Посух В.Г., П.А., Перекопов В.А. Терехин В.А. Генерация сгустков лазерной плазмы с высокой эффективностью концентрации энергии для лабораторного моделирования бесстолкновительных ударных волн в замагниченной космической плазме // Квантовая электроника. 2016. Т. 46. № 5. С. 399–405.

Ступицкий Е.Л., Холодов А.С. Физические исследования и математическое моделирование крупномас-

штабных геофизических экспериментов. Долгопрудный: изд. дом “Интеллект”. 2019.

Тищенко В.Н., Захаров Ю.П., Шайхисламов И.Ф., Березуцкий А.Г., Бояринцев Э.Л, Мелехов А.В., Пономаренко А.Г., Посух В.Г., Прокопов П.А. Торсионная альфвеновская и медленная магнитозвуковая волны, создаваемые плазмой в магнитном поле // Письма в ЖЭТФ. 2016. Т. 104. Вып. 5. С. 303–305.
https://doi.org/10.7868/S0370274X16170021

APL Report. Active Plasma Experiment. *APL* Doc. 2000. № APEX-APL-00 H.

Borovsky J.E., Delzanno G.L. Active Experiments in Space: The Future. Front // Astron. Space Sci. 2019. V. 6. № 31.
https://doi.org/10.3389/fspas.2019.00031

Delzanno G.L. Active Experiments in Space: New Capabilities and Innovations in Support of Space Science. AGU Fall Meeting 2020. Abstract.

Delzanno G.L., Borovsky J.E., Mishin E.V. (eds.) Active Experiments in Space: Past, Present, and Future. Lausanne: Frontiers Media SA. 2020. Doi:
https://doi.org/10.3389/978-2-88963-659-4

Dupont D.G. Nuclear explosions in orbit // Sci. Am. 2004. V. 290. P. 100–107.
https://doi.org/10.1038/scientificamerican0604-100

Dyal P. Particle and field measurements of the Starfish diamagnetic cavity // J. of Geophys. Res. 2006. V. 111. № A12.
https://doi.org/10.1029/2006JA011827

Erlandson R.E., Swaminathan P.K., Meng C.I., Stoyanov B.J., Zetzer J.I., Gavrilov B.G., Kiselev Yu.N., Romanovsky Yu.A. Observation of auroral emissions induced by artificial plasma jets // Geophys. Res. Lett. 1999. V. 26. № 11. P. 1553–1556.

Erlandson R.E., Meng C.-I., Zetzer J.I., Kiselev Y., Gavrilov B.G., Stenbaek-Nielsen H., Lynch K.A., Pfaff R.F., Swaminathan P.K., Kumar C.K., Dogra V.K., Stoyanov B.J., Delamere P.A., Bounds S., Gatsonis N.A. The APEX north star experiment: observations of high-speed plasma jets injected perpendicular to the magnetic field // Adv. Space Res. 2002. V. 29(9). P. 1317–1326.
https://doi.org/10.1016/S0273-1177(02)00183-7

Erlandson R.E., Meng C.-I., Swaminathan P.K., Kumar C.K., Dogra V.K., Stoyanov B.J., Gavrilov B.G., Kiselev Y.N., Zetzer J.I., Stenbaek-Nielsen H., Lynch K.A., Pfaff R.F., Delamere P.A., Bounds S., Gatsonis N.A. North Star Plasma-Jet Experiment // J. Spacecr. Rockets 2004. V. 41. № 4. P. 483–489.

Pfaff R.F., Freudenreich H.T., Bounds S.R., Delamere H.A., Erlandson R.E., Meng C.I., Zetzer J.I., Gavrilov B.G. Electric Field, Magnetic Field and Density Measurements on the Active Plasma Experiment // J. Spacecraft and Rockets. 2004. V. 41. № 4. P. 521–532.

Gavrilov B.G., Podgorny I.M., Sobyanin D.B., Zetzer J.I., Erlandson R.E., Meng C.I., Pfaff R.F., Lynch K.A. North Star Plasma Experiment Particles and Electric and Magnetic Field Measurements // J. Spacecr. Rockets. 2004. V. 41. № 4. P. 490–495.

Ganguli G., Crabtree C., Mithaiwala M., Rudaov L., Scales W. Evolution of lower hybrid turbulence in the ionosphere // Phys. Plasmas. 2015. V. 22. P. 112904.
https://doi.org/10.1063/1.4936281

Grandal B. (eds.) Aritficial Particle Beams in Space Plasma Studies. New York, NY: Plenum Press. 1982.
https://doi.org/10.1007/978-1-4684-4223-6

Hassanali Akbar, Robert Pfaff, et al. Resonant Alfven Waves in the Lower Ionosphere During an Active Aurora. Observations by Electric and Magnetic Field Probes on a Dual Sounding Rocket Experiment. AGU Fall Meeting. 2020. Abstract.

Haerendel G., Paschmann G., Baumjohann W., Carlson C.W. Dynamics of AMPTE artificial comet // Nature. 1986. V. 320. P.720.

Haerendel G., Sagdeev Z. Artificial Plasma Jet in the Ionosphere // Adv. Space Res. 1981. V. 1. P. 29–46.

Haerendel G. Experiments with plasmas artificially injected into Near-Earth space // Front. Astron. Space Phys. 2018. V. 22.
https://doi.org/10.3389/fspas.2019.00029

Howes G. Laboratory space physics: investigating the physics of space plasmas in the laboratory // Phys. Plasmas. 2018. V. 25. P. 055501.
https://doi.org/10.1063/1.5025421

Inan U.S., Bell T.F., Bortnik J., Albert J.M. Controlled precipitation of radiation belt electrons // J. Geophys. Res. 2003. V. 108. P.1186.
https://doi.org/10.1029/2002JA009580

James H.G., Raitt W.J., Sulzer M.P. Preface active experiments in space physics // Adv. Space Res. 1998. V. 21. № 7. P. 917–1041.

Krimigis S.M., Haerendel G., McEntire R.W., Aschmann G.P., Bryant D.A. The Aactive Magnetospheric Pparticle Tracer Explores Program // Johns Hopkins APL Technical Digest. 1983. V. 4. № 1.

Lynch K. Exploring near Earth space with sounding rockets. AGU Fall Meeting. 2020. Abstract.

Mishin E.M. Artifical aurora experiments and application to natural aurora // Front. Phys. 2019. V. 6. № 14.
https://doi.org/10.3389/fspas.2019.00014

Pongratz M. History of Los Alamos participation in active experiments in space // Front. Phys. 2018. V. 6. № 144.
https://doi.org/10.3389/fphy.2018.00144

Prech L., Ruzhin Y.Y., Dokukin V.S., Nemecek Z., Saftankova J. Overview of APEX Project results // Front. Astron. Space Sci. 2018. V. 5. № 46.
https://doi.org/10.3389/fspas.2018.00046

Raitt W.J. Stimulating our piece of the universe: active experiments in space // Rev. Geophys. 1995. V. 33. P. 559–564.
https://doi.org/10.1029/95RG00102

Remington B.A., Drake R.P., Takabe H., Arnett D. A review of astrophysics experiments on intense lasers // Phys. Plasmas. 2000. V. 7. P. 164.

Santos-Costa D. Kinetic-scale energy and momentum transport experiment (KiNET-X): expectations for ion and electron heating. AGU Fall Meeting. 2020. Abstract.

Starodubtsev M., Korobkov S., Gushchin M., Grach S., Nazarov V. Ducting of upper-hybrid waves by density depletions in a magnetoplasma with weak spatial dispersion // Phys. Plasmas. 2019. V. 26. P. 072902.
https://doi.org/10.1063/1.5099338

Unan I., Rietveld M.T. Active experiments in space physics // Adv. Space Res. 1995. V. 15. № 12. P. 1–156.

Winske D., Huba J.D., Niemann C., Le A. Recalling and updating research on diamagnetic cavities: experiments, theory and simulations // Front. Astron. Space Sci. 2019. V. 5. № 51. https://doi.org/10.3389/fspas.2018.00051

Winckler J.R. Controller experiments in the earth's magnetosphere with artificial electron beams // Rev. Mod. Phys. 1992. V. 64. № 3.

Active Experiments in the Ionosphere at Altitudes of 140–360 km. Optical Observations Results Reanalysis

Yu. I. Zetzer[a], *, Yu. V. Poklad[a], and R. E. Erlandson[b]

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

[b] *Johns Hopkins University Applied Physics Laboratory, Baltimore, MD 21218 USA*

**e-mail: zetzer@idg.chph.ras.ru*

Dynamics of complex plasma structures, that drive precipitation and current systems into the ionosphere, produce a multitude of physical and geophysical effects that present unresolved mysteries in our understanding of the cross-geospace coupling. High-altitude active experiments that produce high-speed plasma injections play a crucial role in solving this outstanding mystery. In particular, the experiments at various ionospheric heights give an insight into the spatial and temporal effects triggered by plasma flows. Such effects include optical radiation in a broad range of wavelength that give an insight into hydrodynamic and physical-chemical effects. Due to early active experiments as "Fluxus" and "North Star" much data had being acquainted, processed and and actively discussed. In the present paper we revision these data, acquired with ground based measurements, a satellite, and geophysical rockets.

Keywords: active geophysical rocket experiment, interaction of a plasma jet with a rarefied ionosphere, chemical explosion in a rarefied ionosphere, optical radiation of gas-dynamic processes

ФИЗИКА ЗЕМЛИ, 2021, № 5, с. 202–209

УДК 550.3

АНАЛИЗ МЕТОДОВ ОЦЕНКИ ЭНЕРГИИ ИСТОЧНИКОВ АКУСТИКО-ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН В АТМОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

© 2021 г. Ю. С. Рыбнов[1], *, А. А. Спивак[1], В. А. Харламов[1]

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

*****E-mail: rybnov.y@mail.ru*

Поступила в редакцию 10.02.2021 г.
После доработки 26.03.2021 г.
Принята к публикации 01.04.2021 г.

Приводится сравнительный анализ подходов и методов оценки энергии источников акустико-гравитационных волн в атмосфере Земли на основе результатов их регистрации. Рассмотрен ряд известных зависимостей между параметрами зарегистрированных инфразвуковых сигналов и энергией источника. Обсуждается феноменологическая модель распространения инфразвуковых сигналов от мощных взрывных источников в стратосферном волноводе. На основе модели с учетом принципа энергетического подобия спектров акустико-гравитационных волн разработан новый подход к определению энергии источника, в котором в качестве определяющего параметра выбрана преимущественная частота распространяющегося в атмосфере сигнала. Показано, что результаты теоретических оценок энергии источника, выполненных с использованием разработанного подхода, согласуются с данными инструментальных наблюдений. Определены погрешности оценки энергии источников акустико-гравитационных волн при использовании известных и разработанного подходов.

Ключевые слова: акустические-гравитационные волны, амплитуда, спектр, источник, энергия.

DOI: 10.31857/S0002333721050185

ВВЕДЕНИЕ

Исследование динамических процессов в земной атмосфере и, в частности, характеристик энергетических потоков и их перераспределения во внешних и внутренних геосферах, а также причинно-следственных связей в системе взаимодействующих геосфер представляет важное научное и практическое значение. В зависимости от их мощности энергообменные процессы способны в ряде случаев вызвать нарушение природного геофизического равновесия в зонах промышленного освоения недр, в местах расположения инженерно-технических сооружений и местах повышенной тектонической активности. В связи с этим возникает потребность в формировании систем мониторинга инфразвуковых источников естественного и искусственного происхождения. Интегральный анализ инфразвуковых данных предоставляет возможности осуществлять верификацию источника акустической энергии, производить его локацию и оценивать энергию. Накопленный в ИДГ РАН опыт проведения исследований инфразвуковых полей показывает, что решение этих задач возможно на основе комплексного подхода, использующего современные методы анализа и обработки данных наблюдений с привлечением информации об энергии потенциальных источников инфразвуковых колебаний, условий их распространения и регистрации на фоне шума.

При этом, пожалуй, наиболее важной является задача, связанная с определением энергии природного или техногенного события с оценкой погрешности.

В настоящей работе приводится сравнительный анализ существующих методов оценки энергии источников акустико-гравитационных волн (АГВ) в атмосфере Земли. В качестве исходных данных использовались волновые формы и соответствующие им амплитудно-частотные характеристики сигналов от взрывных источников с известной энергией [Stevens et al., 2006; Рыбнов и др., 2014; Адушкин и др., 2020].

ОЦЕНКА ЭНЕРГИИ ИСТОЧНИКА ПО АМПЛИТУДЕ СИГНАЛА

В ранних работах оценка энергии источника АГВ в атмосфере выполнялась на основе данных об амплитуде зарегистрированного сигнала. При этом использовалась зависимость между энерги-

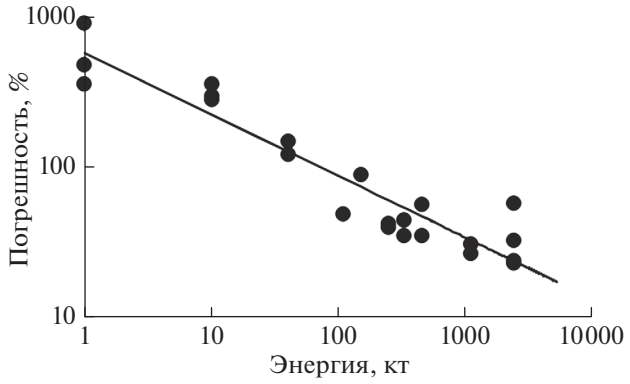


Рис. 1. Погрешность оценки энергии источника акустико-гравитационных волн по амплитуде сигнала.

ей источника q и амплитудой сигнала ΔP [Stevens et al., 2006; Ens et al., 2012]:

$$\lg q \approx -4.46 + 1.41 \lg \Delta P + 2.19 \lg R - \\ - K_1(\Delta P) \times K_2(\Delta P), \quad (1)$$

где: q – энергия источника в килотоннах тротила[1] (кт); R – расстояние до источника в км; $\Delta P = \sqrt{\frac{1}{T}\int_0^T P(t)^2\, dt}$ – среднеквадратическая амплитуда сигнала в Па; T – длительность сигнала в секундах; $P(t)$ – волновая форма сигнала.

Коэффициенты $K_1(\Delta P)$ и $K_2(\Delta P)$ в зависимости (1) учитывают влияния сезонных вариаций скорости и направления ветра, а также азимут на источник сигнала в точке регистрации [Stevens et al., 2006; Адушкин и др., 2020].

Анализ данных позволяет оценить погрешность оценки энергии источника в рассматриваемом случае (рис. 1). При получении зависимости, приведенной на рис. 1, привлекались данные, полученные в результате регистрации акустических (инфразвуковых) сигналов при воздушных взрывах с известными тротиловыми эквивалентами в диапазоне 1–2400 кт на различных эпицентральных расстояниях (≈1100–3500 км). Среднее значение погрешности оценки энергии источника составляет в данном случае большую величину ≈162 ± 108%.

Это связано с тем, что рассматриваемый подход был разработан для оценки энергии мощных источников (более 100 кт). Для маломощных же источников амплитуда зарегистрированных на больших эпицентральных расстояниях, а следовательно, и оценка энергии источника существенно зависят: 1) от скорости и направления ветра на высоте стратосферы (40–50 км) и 2) от метеоусловий в пункте регистрации.

Это особенно заметно для источников с энергией менее 10 кт. Расчеты показывают, что оценки энергии таких маломощных взрывов в данном случае могут отличаться в 4–9 раз. Подобный вывод сделан в работе [Stevens et al., 2006], в которой анализировалась зависимость энергии взрывного источника от амплитуды инфразвуковой волны на различных эпицентральных расстояниях. Очевидно, что амплитудные параметры сигналов не могут быть положены в основу метода оценки энергии источников на больших расстояниях, особенно маломощных.

ОЦЕНКА ЭНЕРГИИ ИСТОЧНИКА ПО ХАРАКТЕРНОЙ ЧАСТОТЕ В СПЕКТРЕ СИГНАЛА

Известен подход для оценки энергии источника, основанный на использовании характерной частоты f_0, соответствующей максимуму спектральной плотности [Stevens et al., 2006; Ens et al., 2012; Popova et al., 2013]. Зависимость $q(f_0)$ в данном случае представима в виде:

$$\lg q \approx 0.65 - 2.3 \lg f_0 - 0.49 \lg R + \\ + K_3(f_0) \times K_4(f_0). \quad (2)$$

Значения коэффициентов $K_3(f_0)$ и $K_4(f_0)$ в зависимости (2), учитывающих соответственно влияние сезонных вариаций скорости и направления ветра и азимут на источник сигнала в точке регистрации. Функциональная зависимость (2) получена на основе данных по взрывам с тротиловым эквивалентом 1–2400 кт (регистрация выполнялась микробарометрами с полосой пропускания ≈ 0.008–0.2 Гц) [Stevens et al., 2006].

На рис. 2 приведена зависимость погрешности оценки энергии источника q для воздушных взрывов по зависимости (2). Среднее значение погрешности оценки энергии источника составляет в этом случае ≈82 ± 50%.

Видно, что оценка энергии источника по характерной частоте повышает точность оценки приблизительно в 2 раза по сравнению с подходом, использующим амплитудную зависимость (1).

Как показано в работе [Адушкин и др., 2020], основной вклад (до 80%) в оценку энергии источника, по приведенной выше зависимости (2), вносят взрывы мощностью 250–1500 кт. По этой причине следует ожидать, что оценка энергии для взрывов мощностью менее 10 и более 1500 кт по зависимости (2) будет иметь достаточно большую погрешность.

Например, колебания давления от мощного взрыва ≈2400 кт, зарегистрированного микробарометром с полосой пропускания 0.003–0.3 Гц на

[1] Энергию источника АГВ взрывного типа традиционно выражают в виде “тротилового эквивалента” заряда тротила (ТНТ) и измеряют в килотоннах или мегатоннах этого ВВ.

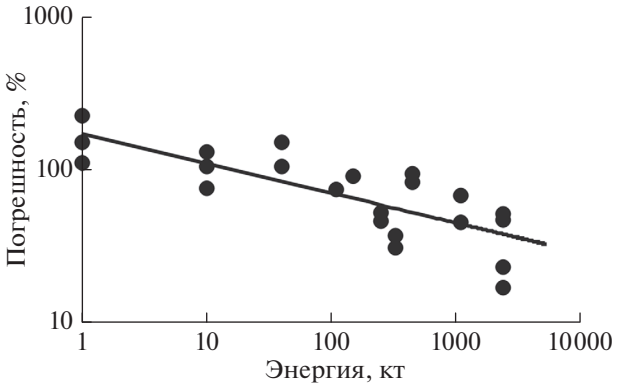


Рис. 2. Погрешность оценки энергии источника по характерной частоте в спектре сигнала.

расстоянии около 5000 км, имеют характерную частоту $f_0 \approx 0.0055$ Гц [Stevens et al., 2006]. В этом случае оценка энергии по функциональной зависимости (2) дает значение ≈24000 кт, что на порядок превышает энергию реального события.

В случае взрыва малой мощности (≈1 кт) сигнал, зарегистрированный микробарометром с полосой пропускания 0.003–0.5 Гц на расстоянии около 1000 км, имеет характерную частоту $f_0 \approx 0.12$ Гц [Адушкин и др., 2020]. В этом случае оценка энергии по функциональной зависимости (2) дает значение ≈20 кт, что значительно превышает энергию реального события.

Приведенный выше анализ показал необходимость разработки новых подходов к оценке энергии источников взрывного типа. В работе [Адушкин и др., 2020] предложено оценивать энергию источника на основе решения двумерной задачи, связанной с анализом спектра многократно отраженного сигнала $S_m(\omega)$ (рис. 3).

При распространении в стратосферном волноводе высотой Z_S, спектр сигнала $S_m(\omega)$, зарегистрированного на расстоянии R, записывается в виде [Бреховских, 1973]:

$$S_m(\omega) = S_0(\omega)\Psi(R, Z_S, \omega), \qquad (3)$$

где: $\Psi(R, Z_S, \omega)$ – функция волноводного канала; $S_0(\omega)$ – спектр сигнала в источнике как характеристика его энергии.

В этом случае давление в акустической волне с учетом расстояния до источника можно представить в виде следующего разложения в интеграл Фурье [Пеликовский и др., 1979; Голубев и др., 1986]:

$$P(t) = R\int_{-\infty}^{+\infty} S_m(\omega)\Psi(R, Z_S, \omega)e^{-i\omega t}d\omega. \qquad (4)$$

С учетом результатов работ [Бреховских, 1973; Голубев и др., 1986; Петухов, 1992; Петухов и др., 2013] для случая, когда приемник расположен на земной поверхности и, при условии полного отражения от верхней границы стратосферы и от поверхности Земли, получаем [Куличков, 1989; Буш, 1986]:

$$\Psi(R, Z_S, \omega) = \int_0^{\omega} \frac{2[\exp(bZ_S) + \exp(-bZ_S)]}{1 - \exp(2bZ_S)} \times \qquad (5)$$
$$\times [H_0^{(1)}(kR\sin\theta)]\sin\theta d\omega,$$

где: $k = \omega/C$ – волновое число; C – скорость звука; $b = ik\cos\theta$; θ – угол падения; $H_0^{(1)}(kR\sin\theta)$ – функция Ханкеля первого рода.

Видно, что при таком подходе спектр зарегистрированного сигнала включает в себя информацию не только об энергии источника, но и о характеристике трассы распространения (расстояние, коэффициенты отражения и др.) [Адушкин и др., 2020].

ОЦЕНКА ЭНЕРГИИ НА ПРИНЦИПЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ПОДОБИЯ СПЕКТРОВ

Подход, основанный на энергетическом подобии спектров регистрируемого акустического сигнала, был предложен М.А. Садовским. В развитие этого подхода в работах [Рыбнов и др., 2014] было предложено использовать интегральную зависимость энергии от спектра сигнала в виде:

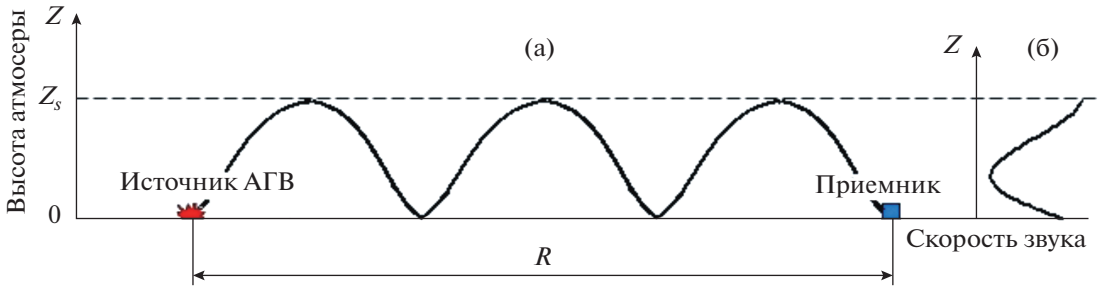


Рис. 3. Схема распространения АГВ в стратосферном волноводе (а); стратификация скорости звука в стандартной атмосфере (б).

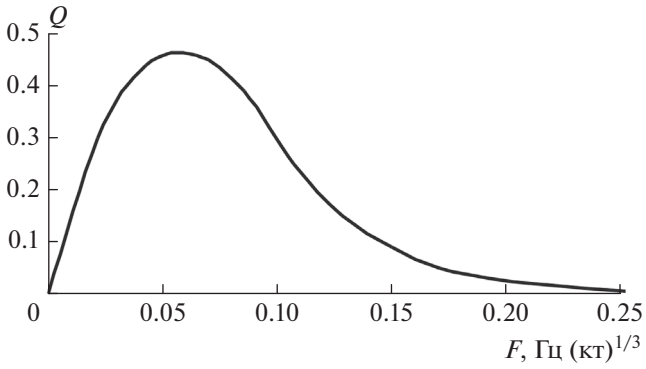


Рис. 4. Усредненный нормированный спектр.

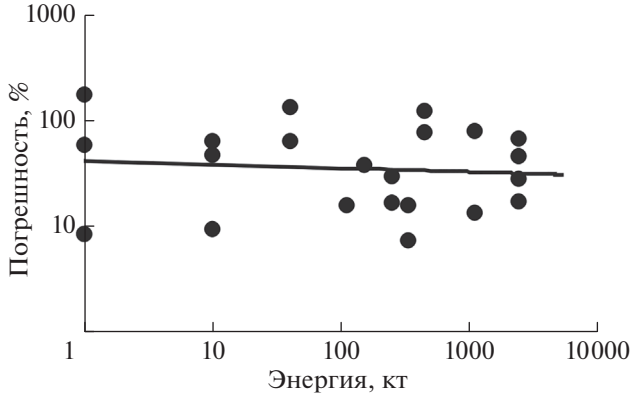


Рис. 5. Погрешность оценки энергии источника на основе принципа энергетического подобия спектров.

$$q(f) = \frac{1}{2\pi\rho C}\int_{f_н}^{f_в} |S(f)|^2\, df, \qquad (6)$$

где: ρ – плотность воздуха; $S(f)$ – спектр зарегистрированного сигнала; $f_в$, $f_н$ – верхняя и нижняя частоты в спектре сигнала по уровню –6 дБ.

С целью получения зависимости $q(f_0)$ в настоящей работе рассматривалось отношение интегральной величины энергии $q(\Delta f)$ в октавной полосе частот $\Delta f \in [f_н, f_в]$ к полной энергии сигнала, вычисленного по (6). Для обеспечения энергетического подобия полученные спектры нормировались на величину $q^{1/3}$ [Садовский, 1952]. На рис. 4 показана зависимость усредненного нормированного спектра от частоты f для источников с $q = 1–2400$ кт. По оси абсцисс отложена величина $F = f\sqrt[3]{q}$, по оси ординат $Q = \frac{q(\Delta f)}{q}$. В этом случае площадь под кривой равна единице, что определяет энергетическое подобие спектров. Максимум распределения приходится в среднем на $f\sqrt[3]{q} \approx 0.064$ [Рыбнов и др., 2014].

В рассмотренном подходе зависимость между энергией источника q и характерной частотой f_0 представима в виде [Адушкин и др., 2020]:

$$q = \frac{1.7\times10^{-2}}{f_0^{2.41}}. \qquad (7)$$

Погрешность оценки энергии источника q для воздушных взрывов по зависимости (7) приведена на рис. 5. Среднее значение погрешности оценки энергии источника составляет в этом случае ≈52 ± 43%.

КОМПЛЕКСНАЯ ОЦЕНКА ЭНЕРГИИ ИСТОЧНИКОВ АГВ

Подход рассмотрен в работах [Адушкин и др., 2020], где в рамках феноменологической модели распространения акустического сигнала на значительные расстояния от источника исследовался спектр многократно отраженного сигнала. Показано, что в реально стратифицированной атмосфере наибольший интерес представляет рассмотрение распространения АГВ в стратосферном волноводе [Куличков и др., 2004].

Рассматривалось распространение акустического сигнала, неоднократно (m раз) отраженного от верхней границы стратосферы. В работах [Голубев и др., 1986; 1988; Петухов, 1992; Петухов и др., 2013] в приближении геометрической акустики с использованием соотношения (5) получено выражение для спектра сигнала $S_m(\omega)$, отраженного m раз от верхней границы стратосферы:

$$S_m(\omega) \approx S_0(\omega)(-1)^{m-1} \times \left\{\frac{\exp[-ik(\omega)K_1(R)]}{K_1(R)} - \frac{\exp[-ik(\omega)K_2(R)]}{K_2(R)} - \frac{\exp[-ik(\omega)K_3(R)]}{K_3(R)} + \frac{\exp[-ik(\omega)K_4(R)]}{K_4(R)}\right\}, \qquad (8)$$

где: $K_1(R) = \sqrt{R^2 + [2(m-1)Z_S]^2}$; $K_2(R) = \sqrt{R^2 + [2mZ_S]^2}$; $K_3(R) = K_2(R)$; $K_4(R) = \sqrt{R^2 + [2(m+1)Z_S]^2}$.

Анализ зависимости (8) свидетельствует о том, что максимум в спектре отраженного сигнала сместился по сравнению со спектром исходного сигнала в область более низких частот. Это в полной мере согласуется с известными выводами работ [Куличков и др., 1985; 2004; Петухов и др., 2013].

В рамках рассматриваемого подхода анализировалось распространение слабой ударной волны при многократном отражении [Адушкин и др., 2020]. Ударная волна считалась слабой, начиная с относительных расстояний $R_0 \geq 10q^{1/3}$ м [Губкин, 1961; Коротков, 1964; Murphy, 1972].

Спектр слабой ударной волны принимался в виде:

$$S_0(\omega) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} \Delta P(t)\exp(i\omega t)\,dt = \frac{i\omega\tau_*}{(1-i\omega\tau_*)^2}, \quad (9)$$

где длительность фазы сжатия на расстоянии R_0 составляет [Губкин, 1978]:

$$\tau_* = 47\frac{q^{2/3}}{\Delta P R_0}, \quad (10)$$

а давление на фронте слабой ударной волны:

$$\Delta P = \frac{1.35q^{1/3}}{R_0\sqrt{\ln\left(\dfrac{R_0}{2.7q^{1/3}}\right)}}. \quad (11)$$

На расстоянии $R \gg R_0$ спектр импульса имеет вид [Murphy, 1972]:

$$S(\omega) = \frac{i\omega T(R)}{[1-i\omega T(R)]^2}, \quad (12)$$

где: $T(R) = \tau_*\left(\dfrac{R_t}{R_0}\right)^{1/3}$; $R_t = \dfrac{\sqrt{R^2 + (2mZ_m)^2}}{2m}$ – расстояние, которое сигнал с кратностью отражения m проходит первый раз от источника до высоты отражения (рис. 3).

Выполненные расчеты для $m = 1$–20 (200–4000 км) показывают, что зависимость $S_m(\omega)$ от числа отражений или расстояния описывается простым выражением:

$$S_m(\omega) \approx S_0(\omega)\frac{K}{m^n}. \quad (13)$$

При высоте отражения ≈45–49 км, коэффициенты K и n будут, соответственно, равны 0.627–0.607 и 0.203–0.217.

С целью построения феноменологической модели распространения АГВ на основе предложенного подхода нами были выполнены расчеты теоретических значений частоты f_0 для некоторых взрывов в атмосфере, для которых известны энергия источника q и расстояния, на которых была зарегистрирована акустическая волна. Данные по их энергии и расстояниям до пункта регистрации приведены в работе [Адушкин и др., 2020]. Спектр сигнала на известном расстоянии от каждого взрыва и его характерная частота вычислялись по зависимостям (9)–(13).

Результаты оценки значений q, выполненные по феноменологической модели, позволяют представить зависимость q в виде [Адушкин и др., 2020]:

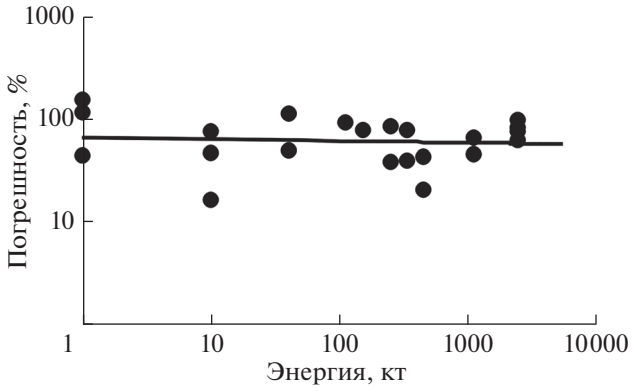


Рис. 6. Зависимость погрешности оценки энергии источника по феноменологической модели.

$$q = \frac{2.6\times10^{-2}}{f_0^{2.33}}. \quad (14)$$

На рис. 6 приведена погрешность оценки энергии источника q для воздушных взрывов, вычисленная по зависимости (14). Среднее значение погрешности оценки энергии источника составляет ≈69 ± 33%.

Для корректировки предложенного подхода был проведен сравнительный анализ теоретических значений $f_0(q)$ для калибровочных взрывов и значений, полученных из волновых форм, зарегистрированных при этих событиях акустических сигналов [Адушкин и др., 2020].

В результате оценку энергии источника с приемлемой для практических оценок точностью рекомендуется проводить с использованием зависимости, полученной в результате комплексного подхода (теория плюс экспериментальные данные):

$$q = \frac{1.9\times10^{-2}}{f_0^{2.27}}. \quad (15)$$

На рис. 7 приведена зависимость погрешности оценки энергии источника q для воздушных взрывов по зависимости (15). Среднее значение погрешности оценки энергии источника составляет ≈44 ± 41%.

Для сравнения в таблице приведены погрешности оценок энергии источников по рассмотренным зависимостям.

Графически вариации погрешностей оценок энергии источников приведены на рис. 8. Как следует из рис. 8, комплексный подход (зависимость (15)) позволяет проводить оценку энергии источника акустических колебаний наилучшим образом практически во всем дипазоне энергий.

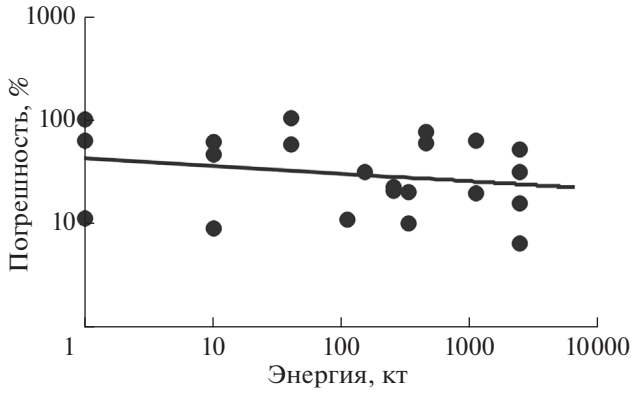


Рис. 7. Зависимость погрешности оценки энергии источника с использованием зависимости (15).

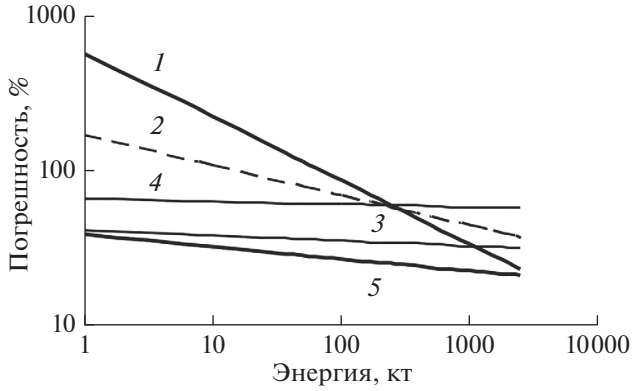


Рис. 8. Вариации погрешностей оценок энергии источников при использовании разных подходов: *1* – по амплитуде сигнала (зависимость (1)); *2* – по характерной частоте (зависимость (2)); *3* – на основе использования энергетического подобия спектров (зависимость (7)) ; *4* – на основе феноменологической модели (зависимость (14)); *5* – на основе комплексного подхода (зависимость (15)).

ОЦЕНКА ЭНЕРГИИ ПРИРОДНЫХ И ТЕХНОГЕННЫХ ИСТОЧНИКОВ АГВ ПО КОМПЛЕКСНОЙ ЗАВИСИМОСТИ

Проверка комплексной зависимости (15) выполнялась с использованием данных регистрации акустических сигналов, вызванных техногенными и природными источниками с известной энергией.

Извержение вулкана. Это было сильное эксплозивное (взрывного типа) извержение [Donn, Balachadran, 1981]. Сигнал от извержения вулкана Сент-Хеленса был зарегистрирован на расстоянии ≈8000 км в восточном направлении, а характерная частота в спектре сигнала $f_0 \approx 0.002$ Гц [Donn, Balachadran, 1981]. Как показано в работах [Reed, 1972; Губкин, 1969], взрывная аналогия к оценке энергии природных источников по энергетическим характеристикам находится в хорошем согласии с волнами от химических взрывов. Тогда оценочное значение энергии для рассматриваемого события, полученное по формуле (15), составляет $\approx 2.6 \times 10^4$ кт, что хорошо согласуется с данными, приведенными в работе [Donn, Balachadran, 1981], в которой оцененная энергия извержения вулкана Сент-Хеленса составляет $\approx 3.5 \times 10^4$ кт.

Цунами. 11.03.2011 г. у побережья Японии произошло мощное землетрясение, которое вызвало цунами. Низкочастотные колебания атмосферного давления были зарегистрированы многими инфразвуковыми станциями, в том числе и геофизической обсерваторией "Михнево" ИДГ РАН. Характерная частота в спектре сигнала $f_0 \approx$ ≈ 0.0018 Гц [Адушкин и др., 2020]. Оценка энергии цунами по (15) равна $\approx 3.2 \times 10^4$ кт, что с приемлемой для практических оценок точностью совпадает с данными USGS – $(4.4–4.6) \times 10^4$ кт.

Взрыв болида. 21.06.2018 г. на границе Липецкой и Тульской обл. в районе п. Озерки приблизительно в 01:15 UT взорвался болид [Varypaev et al., 2019]. Сигналы от взрыва болида были зарегистрированы в ГФО "Михнево", ЦГМ ИДГ РАН в Москве и микробарометром на территории обсерватории ИНАСАН в Звенигороде (расстояние ≈350–390 км). Характерная частота в спектре сигнала $f_0 \approx 0.1$ Гц, а оценка энергии по (15) равна ≈3.5 кт. НАСА по эффективной светимости оценила энергию ≈3 кт.

Мощный взрыв с энергией ≈2400 кт, зарегистрированный на расстоянии около 5000 км, имеет характерную частоту $f_0 \approx 0.0055$ Гц. Оценка энергии по (15) дает значение ≈2600 кт, что хорошо согласуется с реальными данными.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Оценка энергии акустического источника важна при разработке мер предупреждения и оперативного реагирования на аварийные и ката-

Таблица 1

Погрешность оценок энергии источника				
по зависимости (1)	по зависимости (2)	по зависимости (7)	по зависимости (14)	по зависимости (15)
≈162 ± 108%	≈82 ± 50%	≈52 ± 43%	≈69 ± 33%	≈44 ± 41%

строфические явления природного и техногенного происхождения.

Трудности с оценкой энергии источников АГВ по параметрам зарегистрированного сигнала связаны со сложными условиями распространения инфразвуковых волн в реальной атмосфере. Причем чем дальше от источника проводится регистрация и чем меньше энергия в очаге, тем большее влияние оказывают условия вдоль трассы распространения акустического сигнала на его амплитудно-частотные характеристики.

Полученные в настоящей работе данные свидетельствуют о том, что предложенный подход к оценке энергии акустического источника характеризуется наименьшей погрешностью и может быть рекомендован для практического использования. При этом следует отметить, что построенный на основе привязки к событиям взрывного типа подход применим к событиям, при которых энергия выделяется в течение конечного временного интервала (вулканические извержения и сильные пожары) [Адушкин и др., 2020].

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследования выполнены в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования (тема АААА-А-19-119021890067-0).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Адушкин В.В., Рыбнов Ю.С., Спивак А.А. Инфразвук в атмосфере. М.: ТОРУС ПРЕСС. 2020. 320 с.

Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах. М.: Наука. 1973. 343 с.

Буш Г.А., Грачев А.И., Иванов Е.А. и др. Об аномальном растространении звука в атмосфере // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1986. Т. 22. № 1. С. 91–94.

Голубев В.Н., Орлов Е.Ф., Петухов Ю.В. Спектральные характеристики импульсных сигналов многократно отраженных от слоистого дна и поверхности океана // Акуст. журн. 1986. № 4. Т. 32. С. 462–467.

Голубев В.Н., Петухов Ю.В., Шаронов Г.А. О соответствии энергетических характеристик широкополосных импульсных сигналов донных отражений различной кратности // Акуст. журнал. 1988. Т. 34. № 3. С. 453–458.

Губкин К.Е. Нелинейная геометрическая акустика и ее приложения. Некоторые проблемы математики и механики. Новосибирск: изд-во СО АН СССР. 1961. С. 69.

Губкин К.Е. О подобии взрыва // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1978. № 10. С. 49–60.

Коротков П.Ф. О нелинейной геометрической акустике. Слабые ударные волны // Прикладная механика и техническая физика (ПМТФ). 1964. № 5. С. 30.

Куличков С.Н. О коэффициенте отражения акустических волн от верхней стратосферы // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1989. Т. 25. № 7. С. 688–694.

Куличков С.Н., Авилов К.В., Буш Г.А. и др. Об аномально быстрых инфразвуковых приходах на больших расстояниях от наземных взрывов // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2004. Т. 40. № 1. С. 3–12.

Пелиновский Е.Н., Петухов Ю.В., Фридман В.Е. Приближенные уравнения распространения мощных акустических сигналов в океане // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1979. № 4. Т. 15. С. 436–444.

Петухов Ю.В. Теория отражения взрывных волн давления от верхней стратосферы и формирование областей аномальной слышимости. Препринт № 313. Горький. НИРФИ. 1990. 24 с.

Петухов Ю.В., Разин А.В., Собисевич А.Л., Куликов В.И. Сейсмоакустические и акустико-гравитационные волны в слоистых средах. М.: ИФЗ РАН. 2013. 280 с. https://yadi.sk/i/sYdRCo0TdsJHC

Рыбнов Ю.С., Попова О.П., Харламов В.А. Оценка энергии Челябинского болида по спектру мощности длиннопериодных колебаний атмосферного давления. Динамические процессы в геосферах. Вып. 5: Сб. научных трудов ИДГ РАН. М.: ГЕОС. 2014. С. 78–85.

Садовский М.А. Механическое действие воздушных ударных волн взрыва // Физика взрыва. 1952. № 1. Изд-во АН СССР.

Ens T.A., Brown P.G., Edwards W.N., Silber E.A. Infrasound production by bolides: A global statistical study // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. 2012. V. 80. P. 208–229.

Hunt J.N.R., Palmer R., Penny W. Atmospheric waves caused by large explosions // Phil. Trans. Roy. Soc. London. 1960. V. 252. 275 p.

Murphy B.L. Variation rayligh-wave amplitude with yield and height of burst for intermediate-amplitude nuclear detonations // J. Geophys. Res. 1972. V. 77. № 5. P. 808–817.

Popova O.P., Jenniskens P., Emel'yanenko V. et al. Chelyabinsk airburst, damage assessment, meteorite recovery, and characterization // Science. 2013. V. 342. P. 1069–1073.

Reed J.W. Air blast overpressure decay at long ranger // J. Geoph. Res., 1972. V. 77. № 9. P. 1623–1629.

Stevens J.L., Adams D.A., Baker G.E., Xu H., Murphy J.R., Divnov I., Bourchik V.N. Infrasound Modeling Using Soviet Explosion Data and Instrument Design Criteria from Experiments and Simulations. Technical Report ADA446517S. 2006.

Varypaev A., Volosov S., Konstantinovskaya N., Nesterkina M., Kharlamov V., Rybnov Y. Seismo-acoustic Effects of the Lipetsk Bolide 21.06.2018. In: G. Kocharyan, A. Lyakhov (eds.). Trigger Effects in Geosystems. Springer Proceedings in Earth and Environmental Sciences. Springer, Cham. 2019. https://doi.org/10.1007/978-3-030-31970-0_63

Analysis of the Methods for Energy Estimation of Acoustic-Gravity Wave Sources in the Earth's Atmosphere

Yu. S. Rybnov[a],*, A. A. Spivak[a], and V. A. Kharlamov[a]

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

**e-mail: rybnov.y@mail.ru*

A comparative analysis is presented of the approaches and methods for estimating the energy of the sources of acoustic-gravity waves in the Earth's atmosphere from their records. A number of known relationships linking the parameters of the recorded infrasonic signals and the source energy are considered. A phenomenological model of the propagation of infrasonic signals from high-power explosive sources in the stratospheric waveguide is discussed. Based on the model and the principle of energy similarity of the spectra of acoustic-gravity waves, a new approach to source energy determination with a key parameter being the dominant frequency of the signal propagating in the atmosphere is developed. It is shown that the calculated source energy estimates obtained by the developed approach are consistent with the instrumental data. The errors of source energy estimation of the acoustic-gravity waves using the existing and developed approaches are determined.

Keywords: acoustic-gravity waves, amplitude, spectrum, source, energy

ФИЗИКА ЗЕМЛИ, 2021, № 5, с. 210–222

УДК 550.311

ОЦЕНКИ ВОЗДЕЙСТВИЯ НА ЗЕМЛЮ УДАРОВ АПЕРИОДИЧЕСКИХ КОМЕТ

© 2021 г. В. В. Светцов[1, *], В. В. Шувалов[1, **]

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

**E-mail: svettsov07@rambler.ru*

***E-mail: valeryvshuvalov@gmail.com*

Поступила в редакцию 22.03.2021 г.
После доработки 26.03.2021 г.
Принята к публикации 01.04.2021 г.

Удары комет по Земле, как и сами кометы, особенно апериодические, по сравнению с астероидами изучены гораздо меньше. Но, несмотря на редкость таких ударов, они происходили в прошлом и нельзя исключить их в ближайшем будущем. Причем возможны удары межзвездных и, в принципе, даже межгалактических объектов с гиперболическими орбитами. Одна такая комета 2I/Борисов была открыта совсем недавно. Для оценки воздействия таких объектов на Землю мы провели численное моделирования ударов кометных ядер диаметром 1 и 3 км по твердой Земле со скоростями 70 и 170 км/с под углом 45° к поверхности. Моделирование проводилось с помощью гидродинамической компьютерной программы с учетом термодинамических свойств пылевого ядра и оболочки кометы и земной коры в твердом и расплавленном состоянии. Определялись потоки теплового излучения на поверхности Земли на основе приближенного решения уравнения переноса излучения с учетом оптических свойства паров и воздуха. Оценены размеры зоны поражения воздушной ударной волной, массы выброшенного вещества в атмосферу и ее загрязнение, магнитуды землетрясений, размеры областей потенциального возникновения пожаров. Наиболее опасное прямое воздействие связано с возможностью возникновения пожаров в области, которая намного превышает как размер ударного кратера, так и область низкоскоростных выбросов из кратера, составляя в диаметре от 3000 км при минимальной из рассмотренных энергий удара до 14000 км при ударе с максимальной энергией. Долговременные последствия ударов связаны с загрязнением атмосферы мелкодисперсными выбросами, химическими компонентами, затемнением атмосферы.

Ключевые слова: комета, ударная волна, выбросы из кратера, тепловое излучение, загрязнение атмосферы.

DOI: 10.31857/S0002333721050197

ВВЕДЕНИЕ

Удары астероидов и комет играли значительную роль в геологической истории Земли; наиболее интенсивные в период ее раннего существования они продолжаются и в настоящее время. Сейчас открыто более 90% околоземных объектов размером более 1 км, которые могут представлять значительную опасность для жизни на Земле, и целенаправленные поиски таких и более мелких тел продолжаются. Тем самым постепенно снижается оценка риска непредсказуемого удара крупного космического тела. Кометы составляют лишь небольшую часть объектов, пересекающих орбиту Земли, но почти параболические кометы не могут быть обнаружены задолго до их появления, с тем, чтобы предотвратить их столкновение с Землей. Тем более это касается межзвездных, а возможно, и межгалактических объектов. Поэтому, несмотря на то, что вероятность ударов апериодических комет по Земле относительно мала, опасность таких ударов будет сохраняться всегда, пока существует Солнечная система, и целесообразно оценить их последствия. Отметим, что среди ударов крупных тел, диаметром ~10 км и больше, представляющих угрозу для человечества, по-видимому, чаще происходили удары комет [Toon et al., 1997].

Изучение и моделирование ударов проводилось значительно чаще для ударов астероидов. Воздействие удара зависит в первом приближении от кинетической энергии тела [Toon et al., 1997], при таком подходе удар астероида с плотностью 2500 кг/м^3 и скоростью 15 км/с можно приравнять к удару кометы с плотностью 1000 кг/м^3, скоростью 50 км/с и диаметром в 1.6 раз меньше. Тем не менее, удар кометы с небольшой плотностью и высокой скоростью приведет к передаче большей энергии атмосфере, более высоким тем-

пературам, другому составу выбросов в атмосферу и другой эффективности излучения плюма (выброшенного из кратера облака пара, газа, конденсированных и пылевых частиц) по сравнению с ударом астероида эквивалентной энергии. Отличие будет тем больше, чем больше разница в скоростях. Поэтому мы рассматриваем удары апериодических комет с наибольшими скоростями.

Помимо почти параболических комет недавно, 30.08.2019 г., была открыта комета 2I/Борисов с гиперболической орбитой с высоким эксцентриситетом 3.36. На момент открытия комета 2I находилась на расстоянии 3 а. е. от Солнца, приближаясь к нему со скоростью 40.5 км/с, и на расстоянии 3.7 а. е. от Земли. Первоначальные оценки размера ядра 2I были недостаточно определенными (в пределах 1.4–6.6 км) из-за большого количества пыли в коме [Jewitt, Luu, 2019; Fitzsimmons et al., 2019]. Оценки, основанные на более точных наблюдениях кометы с помощью телескопа Хаббл, при некоторых предположениях (альбедо 0.04, плотность кометы 500 кг/м^3) уточнили возможный диаметр кометы 2I интервалом от 0.4 до 1 км [Jewitt et al., 2020]. Еще одна оценка, на основании измеренного негравитационного ускорения кометы 2I, ограничила ее диаметр сверху величиной 0.9 км [Hui et al., 2020]. Межзвездные объекты, такие как комета 2I, а также открытый в 2017 г. астероид 1I/Оумуамуа [Meech et al., 2017], могут представлять реальную опасность для человечества, а из-за большой скорости и кинетической энергии последствия столкновений таких космических объектов с Землей могут быть глобальными.

С целью определения воздействия на Землю ударов тел кометного происхождения мы провели их численное моделирование. Диаметры наблюдаемых комет в Солнечной системе находятся в интервале от 0.4 до 80 км [Lamy et al., 2004; Weiler et al., 2011; Paradowski, 2020], причем число объектов вблизи нижнего предела мало. Мы выбрали для моделирования два диаметра объекта 1 и 3 км, что соответствует характерным размерам наблюдаемых комет, и, с другой стороны, такие диаметры соответствуют телам, приводящим к глобальным последствиям.

Комета 2I приблизилась к Солнцу на расстояние в два раза больше астрономической единицы, имея скорость на бесконечности 32 км/с. При такой скорости на бесконечном удалении кометы на расстоянии 1 а. е. от Солнца будет иметь скорость примерно 53 км/с. Орбитальная скорость Земли равна примерно 30 км/с, тогда в зависимости от направления движения кометы могут столкнуться с Землей со скоростью от 23 до 85 км/с, если не учитывать притяжение Земли. С учетом земного притяжения диапазон скоростей получается от 25 до 86 км/с. Отметим, что примерно такую же скорость, 49.6 км/с, на расстоянии 1 а. е. от Солнца имел межзвездный астероид Оумуамуа [Meech et al., 2017]. Для моделирования мы выбрали скорость удара 70 км/с, близкую к максимальной скорости удара почти параболических комет. Заметим, что такие скорости входа в атмосферу Земли наблюдаются в некоторых метеорных потоках, например, в метеорном потоке Леониды.

Кроме того, поскольку полностью не исключены и столкновения с межгалактическими объектами, мы рассчитали также последствия ударов с очень высокой скоростью 170 км/с. Если удар происходит перпендикулярно орбите Земли, то для этого на “границе” Солнечной системы скорость межгалактической кометы должна быть около 165 км/с. А минимальная и максимальные скорости на этой “границе” для столкновений с Землей со скоростью 170 км/с (при встречном ударе и когда комета догоняет Землю) составляют около 133 и 195 км/с. Такие и даже значительно большие скорости возможны, поскольку скорость вращения Солнца вокруг центра Галактики составляет примерно 230 км/с. Действительно, если бы вращение галактических объектов соответствовало законам Кеплера (как в Солнечной системе), то межгалактический объект, приблизившийся к Галактике с очень малой скоростью, пересекая орбиту Солнца, имел бы скорость в корень из двух раз большую скорости вращения Солнца вокруг центра Галактики, то есть 325 км/с. А возможные минимальная и максимальная скорости входа в Солнечную систему составляли бы 95 и 555 км/с. Минимальная скорость меньше нижнего предела 133 км/с, и поэтому некоторые межгалактические объекты могут столкнуться с Землей со скоростью менее 170 км/с, но средняя скорость столкновений оказывается значительно больше. Вращение галактических объектов отклоняется от законов Кеплера, их скорость на периферии за орбитой Солнца уменьшается медленнее (чем обратно пропорционально квадратному корню из расстояния), что, вероятно, вызвано наличием темной материи. В таком случае темная материя разгонит межгалактический объект, направляющийся внутрь Галактики, до больших скоростей.

Во всех случаях моделировался удар под углом 45° к поверхности Земли, так как это наиболее вероятный угол ударов космических тел. Мы предполагали, что ударяющее тело состоит из каменного ядра, имеющего радиус, равный 0.6 от радиуса тела, ледяной мантии и тонкой пылевой оболочки толщиной 0.1 радиуса. С введением пористости средняя плотность тела составляла 1000 кг/м^3. Такая структура кометы была выбрана по следующим причинам. Оценки дегазации, сделанные на основе спектроскопических наблюдений кометы 2I, показывают, что она похожа на кометы Солнечной системы [Busarev et al.,

2021], что позволяет предположить ее каменно-ледяной состав. Между тем, дефицит H_2O в коме 2I [Cordiner et al., 2020] и отсутствие в коме спектральных признаков водяного льда [Busarev et al., 2021] может объясняться наличием плотной пылевой оболочки, препятствующей подводу тепла и высвобождению воды, в отличие от более летучего CO [Cordiner et al., 2020]. Такая оболочка могла образоваться, например, в результате аккреции межзвездной пыли [Cordiner et al., 2020]. Насколько однородно может быть вещество внутри ядра кометы неизвестно. Исследования кометы 67P/Чурюмова–Герасименко показывают, что оно, по-видимому, однородно в больших масштабах, хотя для проверки этого предположения не хватает данных [Choukroun et al., 2020], как и в других случаях. Мы предположили, что ядро межзвездной кометы дифференцировано вследствие нагрева жестким излучением при прохождении около звезд. Таким нагревом может объясняться и появление плотной оболочки у кометы 2I (и у объекта 1I/Оумуамуа) [Cordiner et al., 2020], а также отсутствие комплексной органики у объектов 1I и 2I [Busarev et al., 2021]. Дифференциация с образованием каменного ядра в принципе возможна также при распаде короткоживущих радиоактивных изотопов (^{26}Al, ^{60}Fe) на ранней стадии возникновения объекта, хотя это происходит при больших размерах тел. С другой стороны, у нас нет уравнения состояния смеси минеральной компоненты с летучими, и наше предположение облегчает решение задачи.

МЕТОД ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Численное моделирование основывалось на описании движения вещества при ударе о поверхность Земли уравнениями гидродинамики. Гидродинамическая модель, уравнения и применяемый для решения дискретных уравнений численный метод SOVA описаны в работах [Shuvalov, 1999; Shuvalov, Artemieva, 2002; Шувалов, Трубецкая, 2007; Шувалов и др., 2017; Shuvalov et al., 2017]. След, образующийся в атмосфере во время падения космического объекта, может после удара о Землю влиять на формирование плюма, поэтому мы моделировали как сам удар, так и предшествующее движение кометы в атмосфере. На стадии движения в атмосфере численные уравнения решались в двумерной осесимметричной системе координат, связанной с движущимся телом. Когда тело достигает поверхности Земли, происходит переход к трехмерной системе координат, связанной с поверхностью. Мы пренебрегали прочностью космического тела и грунта в процессе удара, но учитывали внутреннее трение разрушенных пород, хотя, в отличие от моделирования образования кратеров, параметры ударного плюма, который представляет для нас интерес с точки зрения опасных последствий, незначительно зависят от прочностной модели.

В процессе решения гидродинамических уравнений мы также учитывали перенос энергии излучением. Для этого необходимо рассчитать поток излучения в каждой точке пространства и вставить дивергенцию этого потока в правую часть уравнения энергии [Зельдович, Райзер, 1966]. Поскольку для точного расчета потоков излучения требуются чрезмерно большие затраты компьютерного времени, мы использовали два приближения: лучистой теплопроводности для оптически толстой среды с росселандовыми пробегами излучения фотонов и приближение для оптически тонкой среды, в которой излучаемая энергия пропорциональна функции Планка, умноженной на средний планковский коэффициент поглощения [Зельдович, Райзер, 1966]. Приближение лучистой теплопроводности справедливо до удара и позже, пока ударный плюм не расширится до низкой плотности в верхних слоях атмосферы. Переход от оптически толстой к оптически тонкой среде в любой ячейке разностной сетки происходит, когда оптическая толщина нагретого газа и пара вдоль диаметра плюма, проходящего через эту ячейку, меньше единицы [Светцов и др., 2018; Svetsov, Shuvalov, 2019].

Метод решения уравнений гидродинамики SOVA [Shuvalov, 1999] позволяет различать границы между различными веществами (воздух, пар, конденсированное вещество ударяющего тела и грунта), а одна ячейка может содержать три вещества с различными уравнениями состояния. Для описания термодинамических свойств пылевого ядра и оболочки кометы, а также мишени (т.е. земной коры) в твердом и расплавленном состоянии мы использовали уравнение состояния для кварца, а для приближенного описания ледяной мантии кометы – уравнение состояния для воды, причем в обоих случаях уравнение состояния было получено в виде таблицы с помощью программы ANEOS [Thomson, Lauson, 1972] с входными параметрами для кварца [Melosh, 2007] и для воды [Turtle, Pierazzo, 2001] (ссылка 24 (Supplemental Data)). Что касается паров, мы использовали уравнение состояния и оптические свойства паров обыкновенного хондрита и кометного вещества [Косарев, 2009]. Для воздуха применялись табличное уравнение состояния [Кузнецов, 1965] и таблицы коэффициентов поглощения [Авилова и др., 1970].

Предполагалось, что комета имеет сферическую форму. Расчетная сетка для двумерного моделирования состояла из 400 ячеек вдоль оси симметрии (траектории тела) и 200 ячеек в радиальном направлении. Размер ячейки увеличивался вдоль осей и составлял вблизи тела 1/30 от его радиуса. При моделировании удара о мишень мы

использовали трехмерные декартовы координаты с размером сетки 200 × 400 × 400 ячеек (200 ячеек в направлении, перпендикулярном плоскости симметрии, проходящей через центр кометы и проекцию ее траектории на земную поверхность).

РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ, МЕХАНИЧЕСКОЕ ВОЗДЕЙСТВИЕ

При ударе космического тела о поверхность Земли происходит несколько процессов [Мелош, 1994]. Вглубь земной коры распространяется ударная волна, за фронтом которой вещество сжимается до высоких давлений и температур. Последующая разгрузка вещества до низких давлений приводит к плавлению и испарению вещества. Образуется ударный кратер, а ударная волна в грунте инициирует сейсмическую волну, подобно землетрясениям. Те выбросы вещества из кратера, которые имеют относительно невысокую скорость, засыпают поверхность вокруг кратера. В атмосфере образуется ударная волна, которая распространяется вдоль поверхности и может вызвать значительные разрушения. Выбрасываемое из кратера с высокой скоростью вещество (ударный плюм) поднимается на большие высоты и может влиять на химические процессы в атмосфере и поглощение солнечного излучения. Плюм, состоящий из нагретого воздуха, пара и конденсата ударяющего тела и мишени, может иметь достаточно высокую температуру и излучать энергию, инициируя пожары. Частицы плюма, имеющие наибольшую скорость, могут, двигаясь по баллистическим траекториям и входя вновь в плотные слои атмосферы, нагревать ее до высокой температуры.

Начальная стадия удара кометы диаметром 3 км со скоростью 70 км/с проиллюстрирована на рис. 1 от момента контакта кометы с поверхностью до трех секунд, когда ударный плюм достигает высоты более 100 км. В момент времени 0.3 с на рисунке хорошо видна почти полусферическая ударная волна, распространяющаяся по мишени. В момент времени 3 с эта ударная волна уходит на большие расстояния и ослабевает, но вызванное ею кратерообразующее течение в мишени приводит к росту кратера, из которого выбрасывается вещество земной коры, до размера около 10 км за 3 с. В результате этого удара в конечном итоге образуется переходный кратер диаметром около 30 км. На стадии обрушения (модификации) размер кратера увеличивается, но мы эту стадию подробно не рассматривали, потому что нас интересовала, значительно большая по размерам, возмущенная область атмосферы. Механическое воздействие такого удара на мишень вызывает сейсмические волны, по интенсивности соответствующие землетрясению, согласно оценкам [Хазинс и др., 2018], магнитудой 8.8. Его можно отнести к крупнейшим землетрясениям в истории наблюдений на планете, которые приводили к гибели сотен тысяч человек, например, во время землетрясения магнитудой 7 на Гаити в 2010 г. погибло более двухсот тысяч человек.

Ударный плюм, пополняясь выбросами из кратера, расширяется вверх и через минуту после удара достигает высот в несколько тысяч километров, как показано на рис. 2. Поскольку скорости удара высоки, и пар в плюме в начале его образования имеет высокую температуру, то верхняя часть плюма приобретает скорости выше второй космической и преодолевает притяжение Земли.

На рис. 3 для трех вариантов удара показано начальное распределение вещества земной коры, которое сжимается в ударной волне до давлений более 50 ГПа и более 300 ГПа. Многие горные породы, сжатые до давлений 50 ГПа, после разгрузки до нормальных давлений начинают плавиться, а сжатые до давлений 300 ГПа и более – испаряются [Мелош, 1994; Pierazzo, Melosh, 2000]. Объем вещества мишени, сжатого до давлений выше 50 ГПа, в случае удара трехкилометровой кометы со скоростью 70 км/с, составляет около 500 км^3. Но значительная часть расплавленной породы остается в кратере, в то время как испаренное вещество мишени и кометы (которая превращается в пар почти полностью) выбрасывается в атмосферу. На рис. 3 также показаны объемы вещества мишени, которые выбрасывается в атмосферу со скоростями более 0.5, 1 и 3 км/с. Со скоростями более 3 км/с на высоты в сотни километров и более выбрасывается в основном испаренное и расплавленное вещество. Значительно больший объем вещества в виде мелких и твердых частиц выбрасывается со скоростями более 0.5 км/с в верхнюю часть тропосферы, стратосферу и мезосферу.

Зависимость массы вещества, выбрасываемого в атмосферу, от скорости выброса показана на рис. 4 для четырех вариантов ударов. В варианте удара кометы диаметром 3 км со скоростью 70 км/с масса вещества, равная примерно шести массам кометы, выбрасывается в космическое пространство, а со скоростью более 0.5 км/с в атмосферу выбрасывается масса равная 150 массам кометы, то есть около 2×10^{17} г пыли, конденсата и пара.

В данных расчетах мы не моделировали распространение ударной волны в атмосфере по поверхности Земли на далекие расстояния. Но можно определить размеры зоны поражения воздушной ударной волной, используя аппроксимационные соотношения, представленные в виде калькулятора [Glazachev et al., 2019] и основанные на результатах расчетов давлений за фронтом ударной волны при ударах космических тел [Artemieva, Shuvalov, 2019]. Разрушительные эффекты воздушной ударной волны связаны с максимальным избыточным давлением за ее фронтом. Результаты ядер-

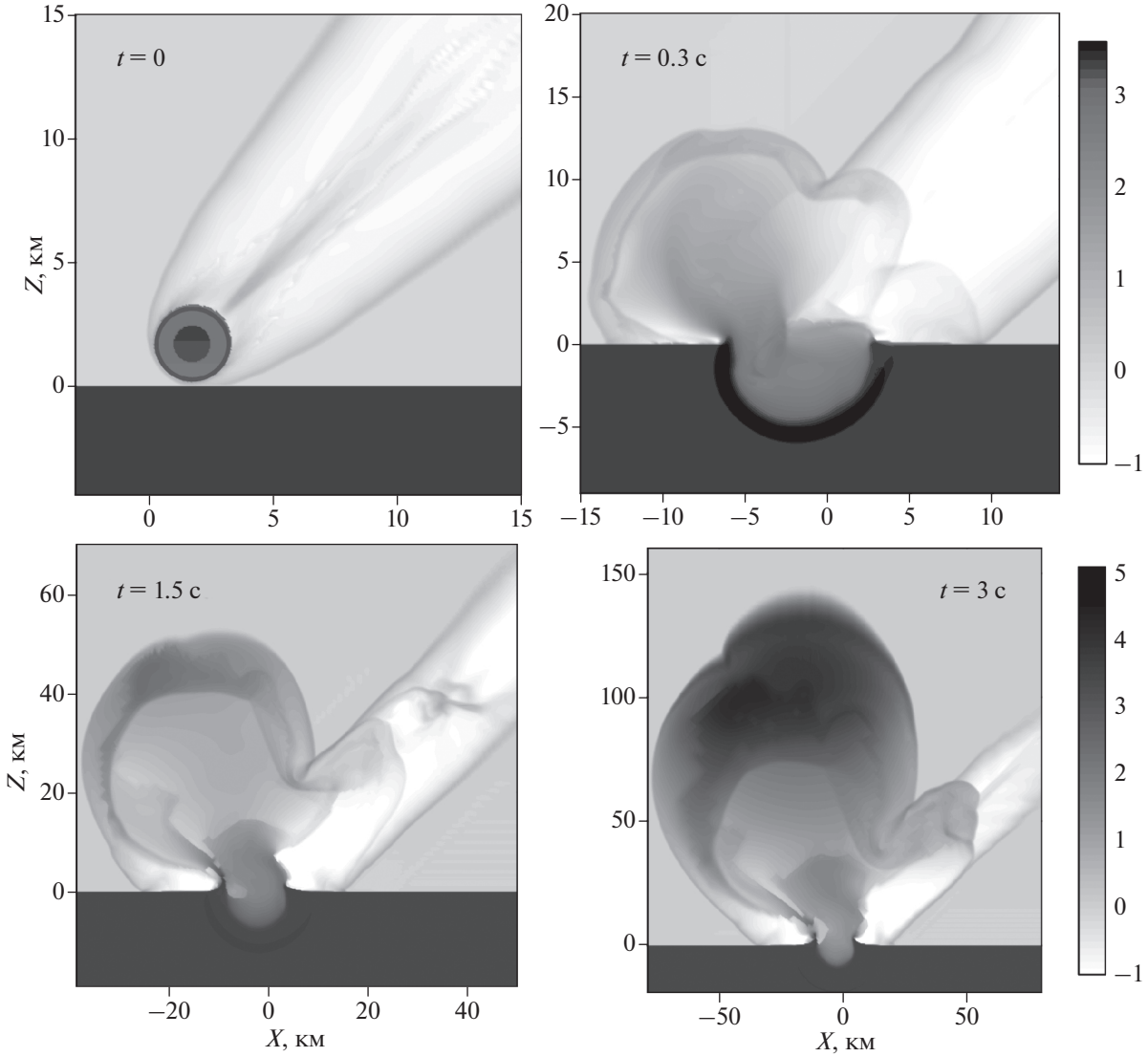


Рис. 1. Начальная стадия удара кометы диаметром 3 км со скоростью 70 км/с под углом 45°. В плоскости симметрии, проходящей через траекторию ударяющего тела, показано распределение десятичного логарифма величины $\rho/\rho_0(z)$ в системе координат, где z – высота, а x – координата вдоль проекции траектории тела на Землю; ρ – плотность вещества, $\rho_0(z)$ – равновесная плотность воздуха на высоте z, если $z > 0$ и $\rho_0(z) = \rho_0(0)$, если $z < 0$. Моменты времени t указаны на каждом фрагменте рисунка. Координата $z = 0$ соответствует поверхности Земли. Шкалы относительной плотности приведены в безразмерных единицах.

ных испытаний показывают, что разрушение кирпичных стен толщиной 24–36 см начинается при избыточном давлении 20 кПа, а стены из бетонных блоков толщиной 24–36 см полностью разрушаются при избыточном давлении 35 кПа [Glasstone, Dolan, 1977]. Вычисленные размеры зоны разрушений при избыточном давлении 20 кПа приведены в таблице. При ударе кометы диаметром 3 км со скоростью 70 км/с стены кирпичных домов могут быть разрушены в зоне диаметром около 1500 км. Но, помимо сильных разрушений, мелкие повреждения, такие как выбивание оконных стекол или ранения, могут появляться при избыточных давлениях 0.5–1 кПа, как показывают исследования воздействия ударной волны в Челябинском 2013 (0.5 Мт ТНТ) и Тунгусском 1908 (~10 Мт ТНТ) событиях падений космических тел [Popova et al., 2013; Jenniskens et al., 2019]. Поэтому область опасного действия воздушной волны может быть существенно больше, но расчеты для очень больших расстояний, соответствующих небольшим давлениям за фронтом ударной волны, не проводились.

ВОЗДЕЙСТВИЕ ТЕПЛОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Распределения температуры и плотности, полученные при моделировании удара, позволяют

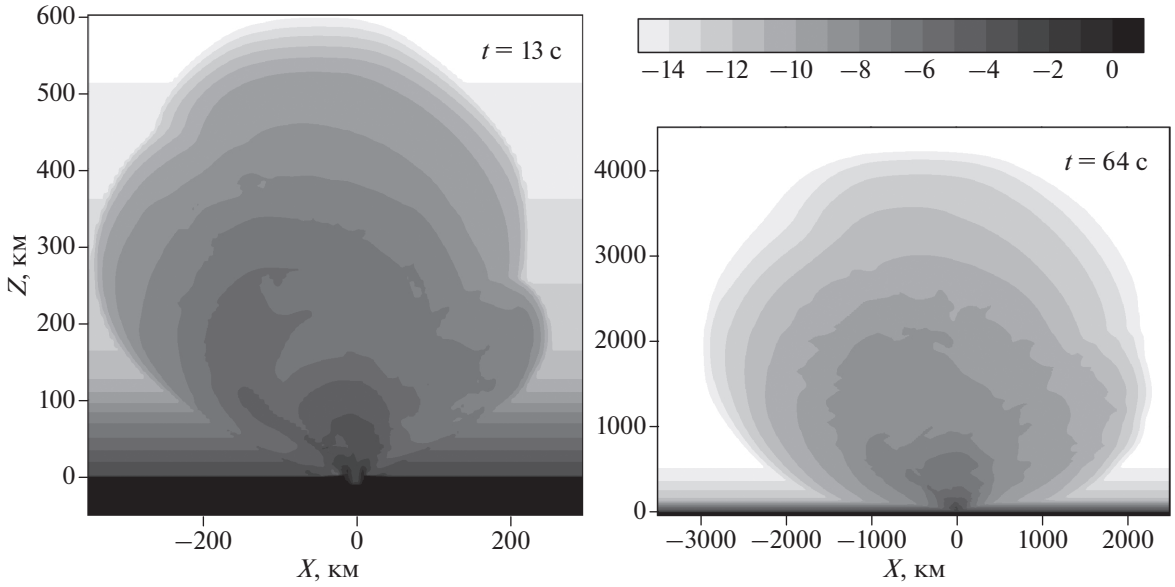


Рис. 2. Развитие ударного плюма после удара кометы диаметром 3 км со скоростью 70 км/с в более поздние моменты времени после удара – 13 и 64 с. Показано распределение десятичного логарифма плотности ρ в плоскости симметрии. Шкала плотности приведена в десятичных логарифмах от плотности в г/см^3.

рассчитать потоки излучения на поверхности Земли для заданных моментов времени. Для этого создается вычислительная сетка на поверхности мишени, и проводятся геометрические лучи, которые пересекают нагретый объем (ударный плюм) под разными углами. Уравнение переноса излучения решается вдоль лучей, причем интегрирование этого уравнения начинается от холодного воздуха по направлению к светящейся области и к поверхности Земли. Спектральная зависимость излучения учитывается в многогрупповом приближении [Светцов, 1994].

Полная интенсивность излучения на поверхности при заданном угле пересечения луча с поверхностью получается суммированием интенсивностей излучения по группам энергий фотонов. Плотность потока излучения в точке на поверхности Земли рассчитывается путем интегрирования интенсивности излучения, умноженной на косинус угла между лучом и нормалью к облучаемой поверхности, по всем углам. Интегрирование плотности потока во времени позволяет получить поверхностную плотность лучистой энергии. Значения плотности потока излучения и радиационной энергии позволяют оценить эффекты, вызванные излучением. Этим методом проводилось вычисление потоков излучения при падении Челябинского метеорита в работах [Shuvalov et al., 2017; Светцов и др., 2018], и хорошее совпадение вычисленных и наблюдаемых потоков излучения показало, что применяемый метод вполне приемлем для оценки радиационных эффектов при падении космических тел. Расчеты теплового воздействия при ударах тел размером от 300 м до 3 км с умеренными скоростями были недавно проведены в работе [Svetsov, Shuvalov, 2019]. В расчетах не учитывалось наличие облаков, и использовалась средняя прозрачность невозмущенной атмосферы.

Для определения возможности возникновения пожаров необходимы определенные критерии. Используя опубликованные экспериментальные данные по воспламенению природных материалов излучением, было получено следующее соотношение для оценки спонтанного воспламенения древесины и наиболее легковоспламеняющихся материалов [Svetsov, Shuvalov, 2019]:

$$E = \int_{t_0}^{t} q dt > q_{cr} t + a t^{0.45}, \qquad (1)$$

где: E – плотность энергии облучения в Дж/см^2; q – плотность потока излучения в Вт/см^2; t – время облучения в секундах; q_{cr} – критическая плотность потока излучения, ниже которой воспламенение не происходит; t_0 – время, когда q становится больше q_{cr}; a – постоянная, зависящая от плотности вещества, тепловых свойств и размера облучаемого образца. Мы использовали q_{cr} = = 2.5 Вт/см^2 и a = 25.5 для воспламенения сухой древесины и q_{cr} = 0.85 Вт/см^2 и a = 7.6 для легковоспламеняющихся природных материалов, таких как сухие листья или сухая пористая лесная подстилка. Форма этого соотношения и показатель степени для t взяты из работы [Babrauskas, 2002]. Коэффициенты q_{cr} и a выбраны так, чтобы

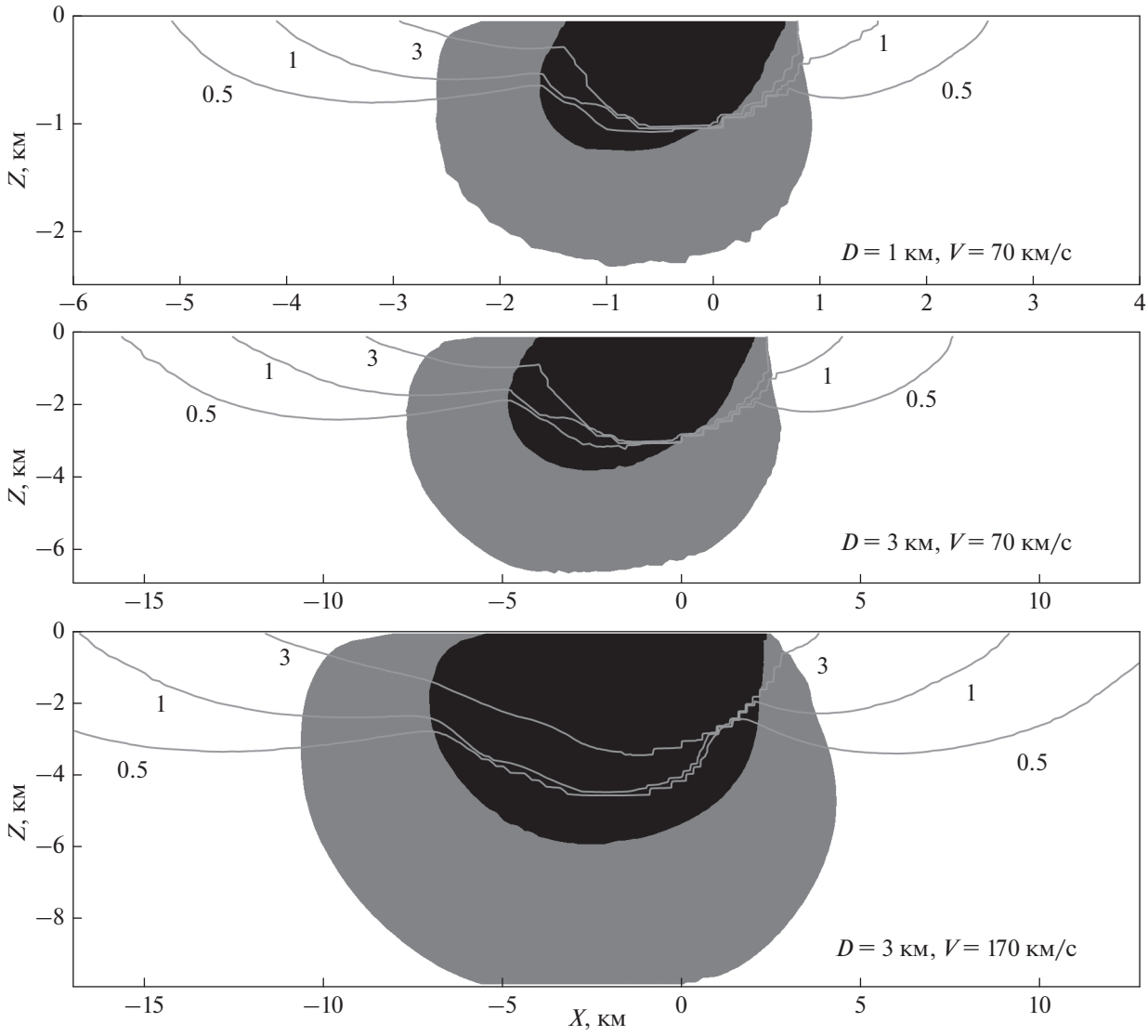


Рис. 3. Начальное распределение вещества мишени, сжатого при ударе до давления выше 300 ГПА (показано черным цветом) и выше 50 ГПА (показано серым цветом). Серые кривые – изолинии скорости в км/с, с которой вещество выбрасывается из кратера. Удар под углом 45° произошел в соответствии с рис. 1, справа налево.

было хорошее согласие с экспериментами по зажиганию древесины [Simms, Law, 1967], дубовых листьев, сосновой хвои и аналога полога живого леса [Belcher et al., 2017], а также сухого пористого слоя из сосновых иголок [Гришин и др., 1999].

Радиационное воздействие излучения ударного плюма ограничивается той частью поверхности Земли, с которой ударный плюм виден под не очень острыми углами. В расчетах предполагалось, что атмосфера имеет видимость, соответствующую ясной погоде. На рис. 5 представлено радиационное воздействие на поверхность Земли для четырех вариантов ударов кометы. Параметры излучения определялись на сферической поверхности Земли, но на рисунке сферическая поверхность преобразована в плоскость с сохранением расстояний от определенной точки на сфере до центра кратера, находящегося в начале координат. Поверхностная плотность энергии равна интегралу по времени от максимальной по ориентации облучаемого объекта плотности потока излучения. Показана площадь потенциального воспламенения по формуле (1). Границы областей, где могут загореться сухие листья, близки к изолиниям удельной энергии облучения 250 Дж/см^2, а границы областей воспламенения сухой древесины приближенно соответствуют значениям удельной энергии 1 кДж/см^2. Как видно из таблицы, длительность радиационного импульса составляет в разных вариантах от 400 до 1000 с, а всего на Землю приходит энергия излучения, которая состав-

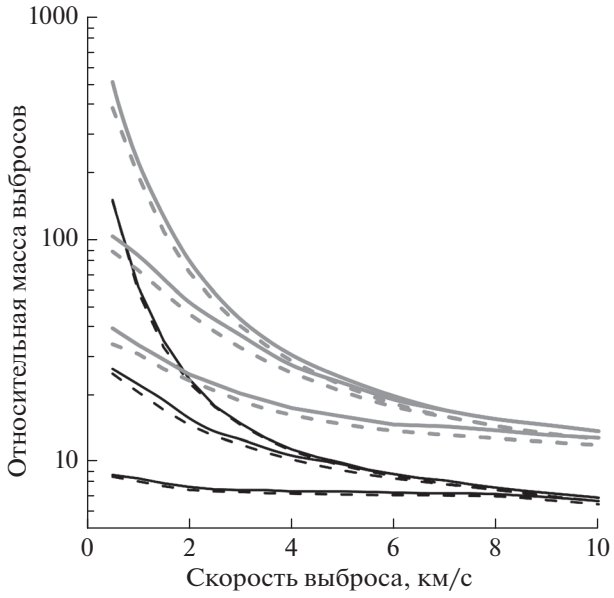


Рис. 4. Зависимости интегральной относительной (по отношению к массе ударника) массы выбросов вещества из кратера от скорости выброса. Черные кривые соответствуют удару комет со скоростью 70 км/с, серые – удару комет со скоростью 170 км/с, сплошные – удару километровой кометы, пунктирные – удару трехкилометровой кометы. Нижние кривые соответствуют массе выбросов вещества, сжатого при ударе до давления выше 300 ГПа, средние – выше 50 ГПа, верхние – массе всех выбросов. Вертикальная ось приведена в логарифмическом масштабе.

ляет от ~2.5 до ~16% от кинетической энергии кометы перед ударом.

Область потенциального возникновения пожара намного превышает как размеры кратеров, так и область низкоскоростных выбросов из кратера, составляя в диаметре от 3000 км при минимальной из рассмотренных энергии удара до 14000 км при ударе с максимальной энергией. Во всех вариантах размеры области возникновения пожара чрезвычайно большие и могут быть сопоставимы с длиной меридиана.

Заметим, что в данных расчетах учитывалось только прямое излучение ударного плюма, но высокоскоростные выбросы вещества из кратера, которые летят по баллистическим траекториям и вновь входят в плотные слои атмосферы, также излучают энергию, которой может оказаться достаточно для возникновения пожаров на большей территории [Morgan et al., 2013].

ДОЛГОВРЕМЕННЫЕ ПОСЛЕДСТВИЯ УДАРОВ

Как показывают результаты моделирования, суммированные в таблице, область поражения ударной волной и тепловым излучением в выбранных вариантах ударов составляет тысячи километров. Эвакуация населения из столь обширной области – чрезвычайно сложная задача, а экономически ущерб прямого воздействия ударов может быть катастрофическим.

Долговременные последствия ударов связаны в первую очередь с загрязнением атмосферы мелкодисперсными выбросами и продуктами горения. В таблице приведены массы выбросов со скоростью более 0.5 км/с, то есть достигающих стратосферы. В атмосфере надолго задерживаются частицы субмикронных размеров, которые по некоторым оценкам, основанным на экспериментальных данных по взрывам, составляют по массе 0.1% от массы выбросов всех частиц [Toon et al., 1997]. Вычисленные на основе этого предположения поверхностные плотности субмикронной пыли, приведенные в таблице, в несколько раз меньше, чем дают аналитические оценки [Toon et al., 1997], а поверхностная плотность пара, выбрасываемого в стратосферу, оказалась почти на два порядка больше вычисленной плотности субмикронных частиц. Оптическую толщину атмосферы (при поглощении и рассеянии солнечного света) можно в первом приближении оценить по формуле $\tau = 3 \times 10^4 M$, где M – масса субмикронных частиц на единицу площади Земли в г/см^2 [Toon et al., 1997]. Средние оптические толщины атмосферы, приведенные в таблице, вычислены в предположении, что половина массы пара конденсируется в частицы размером менее микрометра [Зельдович, Райзер, 1966]. Они достигают больших величин, и при ударе километровой кометы со скоростью 70 км/с оптическая толщина атмосферы превышает предел, при котором прекращается фотосинтез растений. Пожар, вызванный падением крупного космического тела, отличается огромной площадью начального воспламенения. Такие пожары, помимо того, что приводят к гибели живых организмов и наносят прямой ущерб, могут значительно усилить непрозрачность атмосферы за счет дыма и сажи и еще больше увеличить охлаждение земной поверхности путем экранировки солнечного излучения. Дальнейшее развитие событий зависит от условий, необходимых для распространения пожара (климата, топографии, наличия топлива). Очищение атмосферы также зависит от многих факторов и может продолжаться годами. Как показывают модели, описывающие последствия ядерных конфликтов, в которых предполагаются существенно меньшие выбросы в стратосферу [Robock et al., 2007; Mills et al., 2014], значительное охлаждение поверхности и изменение климата может сохраняться годами.

С большой вероятностью удар может произойти по поверхности океана. В этом случае появляется опасность цунами. Удар недалеко от берега,

Таблица 1. Характеристики ударов

	$D = 1$ км $V = 70$ км/с	$D = 3$ км $V = 70$ км/с	$D = 1$ км $V = 170$ км/с	$D = 3$ км $V = 170$ км/с
Масса тела, г	5.2×10^{14}	1.4×10^{16}	5.2×10^{14}	1.4×10^{16}
Кинетическая энергия, Дж	1.28×10^{21}	3.46×10^{22}	7.57×10^{21}	2.04×10^{23}
Кинетическая энергия, Мт ТНТ	3.06×10^{5}	8.27×10^{6}	1.81×10^{6}	4.88×10^{7}
Диаметр кратера, км	18	49	29	76
Магнитуда землетрясения	7.8	8.8	8.3	9.3
Масса испаренного вещества, г	6.6×10^{15}	1.7×10^{17}	3.0×10^{16}	6.5×10^{17}
Масса расплавленного вещества, г	4.2×10^{16}	1.1×10^{18}	1.7×10^{17}	3.7×10^{18}
Масса выбросов в атмосферу со скоростью больше 0.5 км/с, г	9.3×10^{16}	2.1×10^{18}	3.3×10^{17}	5.4×10^{18}
Плотность субмикронной пыли, г/см^2	7.2×10^{-5}	1.6×10^{-3}	2.6×10^{-4}	4.2×10^{-3}
Плотность пара в атмосфере, г/см^2	3.4×10^{-3}	8.9×10^{-2}	1.3×10^{-2}	3.2×10^{-1}
Оптическая толщина атмосферы	50	1300	200	5000
Средний радиус зоны поражения воздушной волной >20 кПа, км	400	800	600	900
Длительность интенсивного излучения, с	400	500	700	1000
Доля энергии теплового импульса, %	6.5	2.5	16	7.3
Средний радиус области потенциального воспламенения, км	1500	2400	4500	7000
Диаметр переходного кратера при ударе в океан, км	18	44	27	64

в область шельфа, безусловно, представляет опасность для прибрежных районов. Но удар на удалении может быть для них менее опасен. Цунами, вызываемые землетрясениями, обычно имеют длину волны ~100 км, которая эффективно распространяется по поверхности океана, нанося значительный ущерб в тысячах километров от источника. При рассматриваемых ударах комет переходный кратер в воде бесконечной глубины (образующийся сразу после окончания экскавации до его коллапса под действием силы тяжести) составлял бы около 20 км и более (таблица). Создаваемые такими ударами волны будут иметь длину такого же порядка величины, то есть больше глубины океанических бассейнов. Такие “мелководные” волны меньше затухают по сравнению с “глубоководными” волнами, генерируемыми ударами тел размером в сотни метров, и значительно большая энергия передается в энергию волны цунами [Robertson, Gisler, 2019]. Поэтому рассматриваемые удары в океан представляют региональную опасность аналогично землетрясениям.

Глобальное воздействие может осуществляться при выбросе воды в верхние слои атмосферы. Расчеты [Шувалов, 2018] показывают, что при ударе космического тела масса выбрасываемой воды растет с увеличением скорости удара, и при вертикальном ударе километрового астероида со скоростью 50 км/с масса воды, выбрасываемая на высоты более 15 км, то есть в стратосферу и выше, составляет 18 масс астероида (2.8×10^{16} г), а на высоты более 90 км – около четырех масс астероида, причем на 80% – в виде пара. Почти такие же соотношения будут и при ударе километровой кометы со скоростью 70 км/с. Тепловое воздействие водяного плюма невелико, так как такой плюм, расширяясь в атмосфере, быстро охлаждается до низких температур порядка температуры конденсации воды.

Но морская вода и ее компоненты могут оказать сильное влияние на состояние атмосферы. В работе [Koeberl, Ivanov, 2019] рассматривались выбросы воды в атмосферу при ударе пяти- и десятикилометровых астероидов в океан глубиной 1 и 3 км, но выбросы грунта в атмосферу не рассматривались и расчеты заканчивались через 6 мин после удара, до того, как сформировалось более или менее стационарное облако выбросов на высотах от нескольких десятков до нескольких сотен километров. При солености морской воды 3.5% в плюме из водяного пара содержится по массе: ~2% хлора, ~1% натрия, ~0.13% магния и ~0.1% серы [Koeberl, Ivanov, 2019]. Водяной пар в

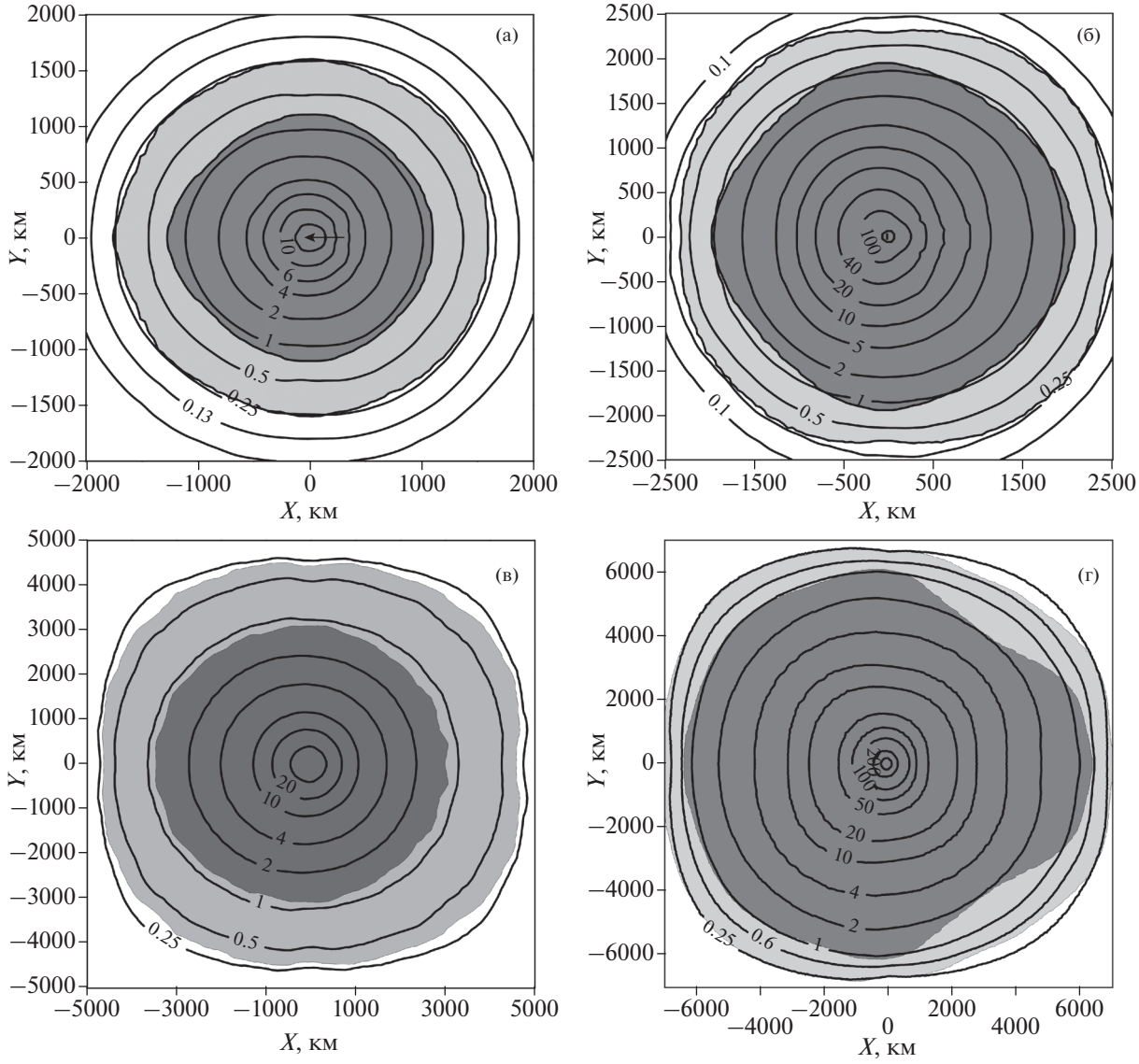


Рис. 5. Изолинии поверхностной плотности радиационной энергии в кДж/см^2 на поверхности Земли при ударе комет диаметром 1 км (а) и 3 км (б) со скоростью 70 км/с и диаметром 1 км (в) и 3 км (г) со скоростью 170 км/с. Площадь потенциального инициирования пожара путем воспламенения сухих листьев показана серым цветом, воспламенение древесины – темно-серым. Ось X направлена вдоль проекции траектории, ось Y – в перпендикулярном направлении. Тело двигалось справа налево.

верхних слоях атмосферы может диссоциировать под действием солнечного излучения, образуя большое количество водорода. Удар кометы размером 3 км со скоростью 170 км/с по энергии близок к удару астероида диаметром 10 км со скоростью 20 км/с. Весьма вероятно, что такой удар в воду вызовет разрушение озонового слоя и изменение климата на долгий период, но для определения этих эффектов нужны дальнейшие исследования [Koeberl, Ivanov, 2019].

Мы рассмотрели последствия ударов комет размером 1 и 3 км с высокой скоростью. Если взять нижние оценки размера кометы 2I – в 400 м и минимальную скорость столкновения подобной кометы с Землей – 20 км/с, то такие параметры удара по энергии близки к удару астероида диаметром 300 м, который подробно рассматривался в работе [Шувалов и др., 2017]. Такой удар не приводит к глобальным последствиям, но может нанести значительный ущерб и вызвать гибель людей. Диаметр зоны разрушений наиболее слабых конструкций может достигать 700–1000 км. Возмущения ионосферы длятся часами. При ясной погоде размер области, где под действием теплового нагрева может воспламениться древесина, достигает 200 км, а зона отдельных очагов

пожара, когда загораются легко воспламеняющиеся материалы, может быть в два раза больше. Опасная для человека область увеличивается с уменьшением угла наклона траектории, и тепловое действие может ощущаться людьми на расстояниях до 250–400 км от кратера.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С учетом измеренных и предполагаемых физических параметров вещества кометы 2I/Борисов проведено численное моделирование столкновений с Землей похожих кометных объектов, движущихся с повышенными скоростями, – почти параболических и межзвездных комет (~70 км/с), а также межгалактических комет (~170 км/с). Рассмотрены варианты падений таких комет с диаметрами 1 и 3 км на континентальную поверхность Земли и сделаны оценки последствий воздействия разных видов энергии (механической и лучистой), освобождающейся при ударе, на разные земные среды (поверхность, недра, атмосферу и океан). Оценены масштабы возникновения на земной поверхности пожаров при лучевом воздействии нагретого ударного плюма и светящегося следа ударника в земной атмосфере (с длительностью от нескольких минут до десятков минут в зависимости от выделяемой энергии). Воспламенение горючих материалов происходит на расстояниях от сотен до тысяч километров от эпицентра удара. Долговременные последствия, хотя и могут быть оценены в первом приближении, требуют дальнейших исследований с помощью глобальных климатических моделей, включающих физические и химические процессы в атмосфере и океане.

Хотя вероятность столкновения межзвездных объектов с Землей очень мала, такие столкновения очень опасны и могут иметь глобальные и длительные катастрофические последствия для земной цивилизации, биосферы и климата.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарны рецензентам Б.А. Иванову и В.В. Бусареву за внимательное прочтение статьи, ценные замечания и советы.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследования выполнены в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования РФ (тема АААА-А17-117112350016-2).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Авилова И.В., Биберман Л.М., Воробьев В.С., Замалин В.М., Кобзев Г.А., Лагарьков А.Н., Мнацаканян А.Х., Норман Г.Э. Оптические свойства горячего воздуха. М.: Наука. 1970. 320 с.

Гришин А.М., Голованов А.Н., Медведев В.В. О зажигании слоя лесных горючих материалов световым излучением // Физика горения и взрыва. 1999. Т. 35. № 6. С. 22–25.

Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука. 1966. 688 с.

Косарев И.Б. Оптические свойства паров вещества космических тел, вторгающихся в атмосферу Земли // Теплофизика высоких температур. 2009. Т. 47. № 6. С. 811–821.

Кузнецов Н.М. Термодинамические функции и ударные адиабаты воздуха при высоких температурах. М.: Машиностроение. 1965. 463 с.

Мелош Г. Образование ударных кратеров: геологический процесс. М.: Мир. 1994. 336 с.

Светцов В.В. Взрывы в нижней и средней атмосфере – сферически симметричная стадия // Физика горения и взрыва. 1994. Т. 30. № 5. С. 129–142.

Светцов В.В., Шувалов В.В., Попова О.П. Излучение суперболида // Астрономический вестник. 2018. Т. 52. № 3. С. 201–212.

Хазинс В.М., Шувалов В.В., Светцов В.В. Сейсмическая эффективность ударов космических тел // Астрономический вестник. 2018. Т. 52. № 6. С. 566–576.

Шувалов В.В. Выброс воды в атмосферу при падении астероидов в океан. Динамические процессы в геосферах. Вып. 10. Сб. научн. тр. ИДГ РАН. М.: ИДГ РАН. 2018. С. 126–131.

Шувалов В.В., Трубецкая И.А. Численное моделирование образования подводной ударной структуры Элтанин // Астрономический вестник. 2007. Т. 41. № 1. С. 61–69.

Шувалов В.В., Светцов В.В., Артемьева Н.А., Трубецкая И.А., Попова О.П., Глазачев Д.О. Астероид Апофис – оценка опасных последствий ударов подобных тел // Астрономический вестник. 2017. Т. 51. № 1. С. 51–66.

Artemieva N., Shuvalov V. Atmospheric shock waves after impacts of cosmic bodies up to 1000 m in diameter // Meteorit. Planet. Sci. 2019. V 54. № 3. P. 592–606.

Babrauskas V. Ignition of wood: A review of the state of the art // J. Fire Protection Engineering. 2002. V. 12. № 3. P. 163–189.

Belcher C.M., Hadden R.M., Rein G., Morgan J.V., Artemieva N., Goldin T. 2015. An experimental assessment of the ignition of forest fuels by the thermal pulse generated by the Cretaceous-Palaeogene impact at Chicxulub // J. Geological Society. 2015. V. 172. № 2. P. 175–185.

Busarev V.V., Petrova E.V., Shcherbina M.P., Ikonnikova N.P., Burlak M.F., Belinski A.A. Interstellar comet 2I/Borisov: dust composition from multiband photometry and modelling // Month. Not. Roy. Astron. Soc. 2021. V. 502. № 2. P. 1882–1894.

Choukroun M., Altwegg K., Kührt E., Biver N., Bockelée-Morvan D., Drążkowska J., Hérique A., Hilchenbach M., Marschall R., Pätzold M., Taylor M. G.G.T., Thomas N. Dust-to gas and refractory-to-ice mass ratios of comet 67P/Churyumov-Gerasimenko from Rosetta observations // Space Sci. Rev. 2020. V. 216. № 3. Article 44.

Cordiner M.A., Milan S.N., Biver N., Bockelée-Morvan D., Roth N.X., Bergin E.A., Jehin E., Remijan A.J., Charnley S.B., Mumma M.J., Boissier J., Crovisier J., Paganini L., Kuan Y.-J.,

Lis D.C. Unusually high CO abundance of the first active interstellar comet // Nature Astronomy. 2020. V. 4. № 9. P. 861–866.

Fitzsimmons A., Hainaut O., Meech K.J. et al. Detection of CN gas in interstellar object 2I/Borisov // Astrophys. J. Lett. 2019. V. 885. № 1. Id. L9. 6 p.

Glasstone S., Dolan P.J. The Effects of Nuclear Weapons. 3rd edition. Washington, DC: United States Department of Defense and Department of Energy. 1977. 653 p.

Glazachev D., Podobnaya E., Popova O., Svetsov V., Shuvalov V., Artemieva N. Scaling relations for shock wave effects from the impacts of cosmic objects with diameters from a few meters to 3 km. In Trigger Effects in Geosystems / Eds. G. Kocharyan, A. Lyakhov. Springer Nature Switzerland AG. 2019. P. 475–486.

Hui M-T., Ye Q-Z., Föhring D., Hung D., Tholen D.J. Physical characterization of interstellar comet 2I/2019 Q4 (Borisov) // Astron. J. 2020. V. 160. № 2. Id. 92. 16 p.

Jenniskens P., Popova O.P., Glazachev D.O., Podobnaya E.D., Kartashova A.P. Tunguska eyewitness accounts, injuries, and casualities // Icarus. 2019. V. 327. P. 4–8.

Jewitt D., Luu J. Initial characterization of interstellar comet 2I/2019 Q4 (Borisov) // Astrophys. J. Lett. 2019. V. 886. № 2. Id. L29. 6 p.

Jewitt D., Hui M.-T., Kim Y., Mutchler M., Weaver H., Agarwal J. The nucleus of interstellar comet 2I/Borisov // Astrophys. J. Lett. 2020. V. 888. № 2. Id. L23. 8 p.

Koeberl K., Ivanov B. Asteroid impact effects on Snowball Earth // Meteorit. Planet. Sci. 2019. V 54. № 10. P. 2273–2285.

Lamy P.L., Toth I., Fernández Y.R., Weaver H.A. The sizes, shapes, albedos, and colors of cometary nuclei // Comets II / Ed. M. Festou, H.U. Keller, H.A. Weaver. Tucson, Arizona: Univ. Arizona Press. 2004. P. 223–264.

Meech K.J., Weryk R., Micheli M., Kleyna J.T., Hainaut O.R., Jedicke R., Wainscoat R.J., Chambers K.C., Keane J.V., Petric A.P., Denneau L., Magnier E., Berger T., Huber M.E., Flewelling Y., Waters C., Schunova-Lilly E., Chastel S. A brief visit from a red and extremely elongated interstellar asteroid // Nature. 2017. V. 552. P. 378–381.

Melosh H.J. A hydrocode equation of state for SiO_2 // Meteorit. Planet. Sci. 2007. V. 42. № 12. P. 2079–2098.

Mills M.J., Toon O.B., Lee-Taylor J., Robock A. Multidecadal global cooling and unprecedented ozone loss following a regional nuclear conflict // Earth's Future. 2014. V. 2. Iss. 4. P. 161–176.

Morgan J. V., Artemieva N., Goldin T. 2013. Revisiting wildfires at the K-Pg boundary // J. Geophys. Res.: Biogeosciences. 2013. V. 118. № 4. P. 1508–1520.

Paradowski M.L. A new method of determining brightness and size of cometary nuclei // Month. Not. Roy. Astron. Soc. 2020. V. 492. № 3. P. 4175–4188.

Pierazzo E., Melosh H.J. Melt production in oblique impacts // Icarus. 2000. V. 145. P. 252–261.

Popova O.P., Jenniskens P., Emel'yanenko V., Kartashova A., Biryukov E., Khaibrakhmanov S., Shuvalov V., Rybnov Y., Dudurov A., Grokhovsky V.I., Badyukov D.D., Yin Q.-Z., Gural P.S., Alberts J., Gravnik M., 45 co-authors. Chelyabinsk airburst, damage assessment, meteorite recovery, and characterization // Science. 2013. V. 342. № 6162. P. 1069–1073.

Robertson D.K., Gisler G.R. Near and far-field hazards of asteroid impacts in oceans // Acta Astronaut. 2019. V. 156. P. 262–277.

Robock A., Oman L., Stenchikov G.L. Nuclear winter revisited with a modern climate model and current nuclear arsenals: Still catastrophic consequences // J. Geophys. Res. 2007. V. 112. D13107.

Shuvalov V.V. Multi-dimensional hydrodynamic code SOVA for interfacial flows: Application to the thermal layer effect // Shock Waves. 1999. V. 9. № 6. P. 381–390.

Shuvalov V.V., Artemieva N.A. Numerical modeling of Tunguska-like impacts // Planet. Space Sci. 2002. V. 50. № 2. P. 181–192.

Shuvalov V., Svetsov V., Popova O., Glazachev D. Numerical model of the Chelyabinsk meteoroid as a strengthless object // Planet. Space Sci. 2017. V. 147. P. 38–47.

Simms D.L., Law M. 1967. The ignition of wet and dry wood by radiation // Combust. Flame. 1967. V. 11. № 5. P. 377–388.

Svetsov V., Shuvalov V. Thermal radiation from impact plumes // Meteorit. Planet. Sci. 2019. V. 54. № 1. P. 126–141.

Thompson S. L., Lauson H. S. Improvements in the Chart D radiation-hydrodynamic CODE III: Revised analytic equations of state. Report SC-RR-71 0714. Albuquerque: Sandia National Laboratory. 1972. 119 p.

Toon O.B., Turco R.P., Covey C., Zahnle K. Environmental perturbations caused by the impacts of asteroids and comets // Rev. Geophys. 1997. V. 35. № 1. P. 41–78.

Turtle E., Pierazzo E. Thickness of an Europan ice shell from impact crater simulations // Science. 2001. V. 294. № 5545. P. 1326–1328.

Weiler M., Rauer H., Sterken C. Cometary nuclear magnitudes from sky survey observations // Icarus. 2011. V. 212. P. 351–366.

Assessments of Aperiodic Comet Impact Effects on Earth

V. V. Svetsov[a], * and V. V. Shuvalov[a], **

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

**e-mail: svettsov07@rambler.ru*

***e-mail: valeryvshuvalov@gmail.com*

Cometary impacts on Earth, as comets themselves, especially aperiodic ones, have been much less studied compared to asteroids. Nevertheless, despite the rarity of such impacts, they occurred in the past and cannot be ruled out in the near future. Moreover, the impacts of interstellar and, in principle, even intergalactic objects with hyperbolic orbits are possible. One such comet 2I/Borisov has been discovered quite recently. To assess the influence of such objects on Earth, we carried out numerical simulations of the impacts of come-

tary nuclei with diameters of 1 and 3 km on solid Earth at speeds of 70 and 170 km/s at an angle of 45° to the surface. Modeling was carried out using a hydrodynamic computer code with allowance for thermodynamic properties of a dusty core and shell of a comet and Earth's crust in solid and molten state. Fluxes of thermal radiation on Earth's surface were determined based on an approximate solution of the radiation transfer equation, taking into account optical properties of vapors and air. We estimated areas affected by air shock waves, masses of material ejected into the atmosphere and atmospheric pollution, magnitudes of earthquakes, areas of potential fires. The most dangerous direct effect is associated with the possibility of fires in areas that are much larger than both the size of an impact crater and the area of low-velocity ejecta from a crater, ranging in diameter from 3000 km with the minimum of considered impact energies up to 14000 km with the maximum impact energy. Long-term effects of the impacts are associated with air pollution by fine dispersed ejecta, chemical components, darkening of the atmosphere.

Keywords: comet, shock wave, crater ejecta, thermal radiation, atmospheric pollution

ФИЗИКА ЗЕМЛИ, 2021, № 5, с. 223–234

УДК 551.24+550.814

ФОРМАЛИЗОВАННЫЙ ЛИНЕАМЕНТНЫЙ АНАЛИЗ ГЕОЛОГИЧЕСКИХ СТРУКТУР ПРИБАЙКАЛЬЯ

© 2021 г. Г. Н. Иванченко[1], Э. М. Горбунова[1, *]

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

******E-mail: emgorbunova@bk.ru*

Поступила в редакцию 14.03.2021 г.
После доработки 30.03.2021 г.
Принята к публикации 01.04.2021 г.

Статья посвящена выделению и исследованию активных неотектонических структур с помощью формализованного (компьютерного) анализа линейных элементов (линеаментов) в южной части сочленения Сибирской платформы и Байкальской рифтовой зоны (БРЗ). Изменяющиеся во времени смещения Амурской субплиты, развитие мантийного диапира и отдаленное влияние Индо-Евразийской коллизии совместно определяют структурообразование и неотектоническую активность исследуемой территории. Особенности геодинамики региона находят отражение в поле малых и протяженных линеаментов. Этот вопрос рассматривается на региональном и локальном масштабных уровнях. Обсуждены некоторые детали метода и интерпретации результатов. Показана статистическая связь параметров формального выделения линеаментов на космоснимках с кинематикой и возрастом активизации соответствующих им кайнозойских дизъюнктивов. Применение линеаментного анализа (технология LESSA) позволило оценить влияние тектонических напряжений БРЗ на плиоцен-четвертичные движения юга Сибирской платформы и формирование морфоструктур в этом регионе. Обсуждаются этапы эволюции напряженного состояния, активности разломов, развития рельефа и некоторые геодинамические модели развития Прибайкальского региона.

Ключевые слова: морфоструктуры, формальный линеаментный анализ, малые и протяженные линеаменты, угловая статистика, геодинамика Прибайкалья.

DOI: 10.31857/S0002333721050082

ВВЕДЕНИЕ

В геолого-структурном плане Байкальский рифт приурочен к дивергентной границе Сибирской и Амурской субплит, предопределенной глубинными неоднородностями литосферы. На условия формирования и эволюцию Байкальского рифта существуют разные точки зрения. Наряду с моделями пассивного и активного рифтогенеза существует синтетическая модель, разработанная для БРЗ школой академика Н. Логачева [Логачев, 2003; Рассказов и др., 2010]. В этой модели учитывается сочетание пассивного и активного рифтогенеза, определяющего историю геологического развития Байкальского рифта. Характер изменений действовавших напряжений обуславливал тип деформации и особенности строения Байкальской впадины и сопредельных с ней морфоструктур, однако, насколько далеко распространялось это влияние в сторону Сибирской платформы на разных фазах остается неясным. В плиоцен-четвертичное время к основным процессам, контролирующим геодинамический режим региона, относится движение Амурской субплиты в юго-восточном направлении со скоростью ~2 мм/год относительно Сибирской платформы [Зоненшайн, 1979; Ашурков 2011; Petit, Fournier 2005], растекание мантийного астеносферного диапира и влияние Индо-Евразийской коллизии [Логачев, 1999; Рассказов и др., 2010; Буслов, 2012; Ружич и др., 2016]. Эндогенные режимы различного генезиса формируют морфоструктурный план региона, поля напряжений и активность систем разрывных нарушений на всех этапах развития БРЗ и прилегающих территорий. Определение различий структурных следов этих режимов в южной части Прибайкалья – одна из возможных задач линеаментного анализа.

Структурно-геологические особенности юго-западного фланга БРЗ и прилегающих участков Сибирской платформы прослеживаются в поле линеаментов, которые традиционно выделяются визуально на цифровых моделях рельефа и космоснимках. Под линеаментами понимаются линейные элементы изображения, отражающие неоднородности природной среды. Геологическим прототипом многих линеаментов являются пре-

имущественно активные на неотектоническом этапе разрывы, флексурно-разрывные зоны и зоны повышенной трещиноватости, обычно выраженные в рельефе [Макаров, 1981; Макаров, Сенин, 1983].

Формализованный (компьютерный) линеаментный анализ получил широкое развитие с момента появления космических изображений земной поверхности. В конце 1970-х–начале 1980-х гг., вместе с развитием компьютеров появились первые программы компьютерного распознавания линеаментов [Brug, Rosenfeld, 1978; Автоматизированный..., 1988]. Программа интерактивного автоматизированного выделения линеаментов и статистического анализа полей малых линеаментов (LESSA) получила широкое распространение и внедрена в производственную практику геологических исследований с 1983 г. [Zlatopolsky, 1997], и ее коммерческие модификации часто используются для экспресс-оценки структурного плана территории наряду с другими методами. Впервые программный пакет LESSA был применен для анализа разломных зон центрального сектора Северного Кавказа [Короновский и др., 1986]. Программный пакет LESSA непрерывно модифицируется, что можно видеть на специализированном сайте http://www.lineament.ru/, где изложены технические подробности, инструкции пользователям и результаты тестирования.

С конца 80-х гг. программа LESSA использовалась при решении сейсмотектонических задач в различных геодинамических обстановках [Бондур, Зверев, 2005; Иванченко и др., 2009; Иванченко, Горбунова, 2015; Малинников и др., 2011], при разведке и поиске алмазоносных и нефтеносных структур [Серокуров, Калмыков, 1996] и для других целей. Компьютерное выделение и анализ линеаментов показали достаточно высокую достоверность, объективность и практическую значимость формализованного дешифрирования космоснимков при решении геолого-структурных задач в различных ландшафтных условиях. С начала 90-х гг. алгоритмы LESSA включены в геоинформационную систему ERDAS Image. Длительное использование пакета LESSA позволило отработать методику подбора интерактивных параметров обработки изображений для разных регионов и целей [Иванченко, Горбунова, 2015].

Применение программного пакета LESSA позволяет выделять протяженные линеаменты различной длины, направлений и степени выраженности, исследовать их внутреннюю структуру, анализировать статистические характеристики полей малых линеаментов (розы-диаграммы, поля плотности по различным направлениям, линии вытянутости роз-диаграмм). В отличие от работы [Балуев, Малкин, 1999], выполненной для северо-западной части БРЗ по восстановлению полей тектонических напряжений с использованием программного пакета LESSA, появилась новая возможность создавать сборные линеаментные схемы с разным порогом выраженности. В данной работе с использованием LESSA исследуется проблема генераций структурных рисунков и их отражение в линеаментах области сочленения Сибирской платформы и БРЗ. Выбранный регион характеризуется незначительным количеством техногенных линейных объектов в ландшафте и умеренно расчлененным рельефом с развитой гидросетью, то есть удобен для выделения тектонически обусловленных линеаментов, их статистики и интерпретации результатов пакета LESSA.

МОРФОТЕКТОНИЧЕСКОЕ РАЙОНИРОВАНИЕ ИССЛЕДУЕМОГО РЕГИОНА

Согласно схеме тектонического районирования, составленной по результатам государственной геологической съемки 1 : 100000, в пределах южного краевого шва Сибирской платформы выделяется Прибайкальский выступ докембрийского фундамента, который сопровождается Прибайкальским перикратонным прогибом (рис. 1а).

Главная Обручевская система разломов шириной до 50 км (рис. 1б) может рассматриваться в качестве границы между Сибирской платформой и БРЗ. С юга-востока к ней примыкает Ольхонский дорифейский террейн. Большая часть территории Сибирской платформы покрыта осадочным палеозой-кайнозойским чехлом, наиболее сохранным в перикратонных прогибах. Предсаянский прогиб, юго-западная и северная часть Предбайкальского прогиба характеризуются частичной сохранностью мезозойских осадков и кайнозойской седиментацией. Основная часть Предбайкальского прогиба отличается кайнозойской седиментацией и активностью разрывных нарушений.

Известные глубинные разломы контролируют основные морфоструктуры. Предрифтовые структуры ограничены с юго-востока Приморским разломом, входящим в состав Обручевской системы разломов. Ангарский субмеридиональный разлом, выделяемый по сумме косвенных признаков [Государственная..., 2009] (входит в трансрегиональный “линеамент 105 градуса”), представляет активизированную границу между Тунгусским и Маганским архейскими мегаблоками. Жигаловская система разломов [Государственная..., 2009] трассирует цепочку прогибов в рельефе фундамента. Основные вышеперечисленные разломы выражены в современном рельефе.

Зонно-блоковое строение территории изучалось ранее на основе распределения спрямлен-

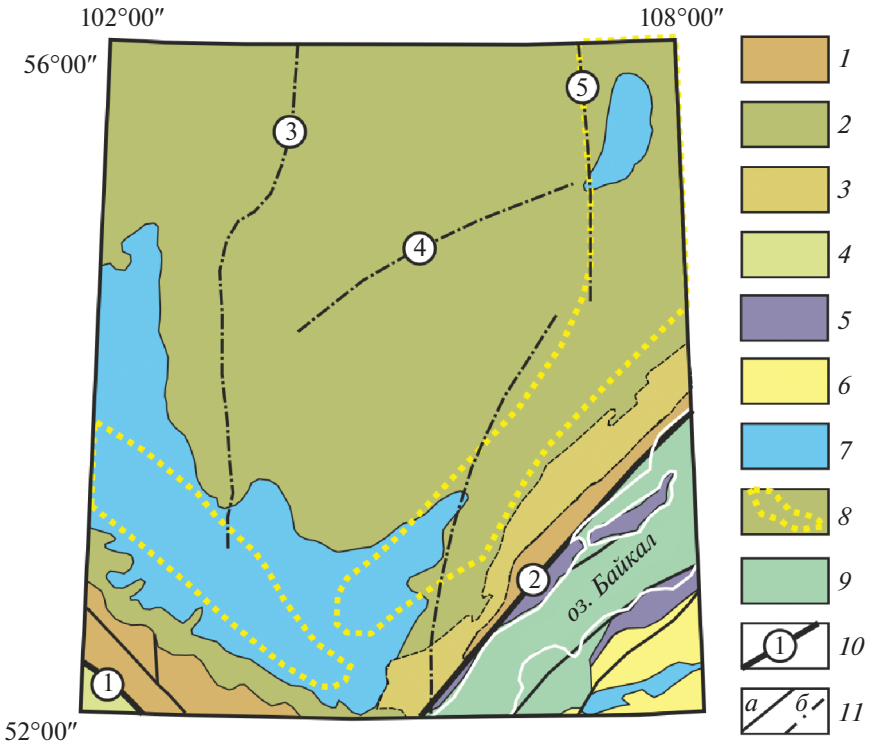


Рис. 1. Тектоническая схема региона (лист N-48) [Государственная..., 2009]: *1* – выступы докембрийского фундамента; *2* – чехол платформы; *3* – рифейские прогибы; *4* – Алтае-Саянская складчатая область; *5* – дорифейские структуры; *6* – структуры Забайкалья; *7* – мезозойские впадины; *8* – новейшие структуры предрифтовой зоны; *9* – БРЗ; *10* – краевой шов платформы, *11* – разломы фундамента: *а* – с выходом на поверхность, *б* – перекрытые осадочным чехлом; (1) Главный Саянский, (2) Приморский, (3) Ангарский, (4) Жигаловский, (5) Хандинский.

ных элементов рельефа, выделенных на трехмерной модели геолого-структурными методами с привлечением визуального дешифрирования [Семинский и др., 2012]. Межблоковые зоны северо-западного плеча Байкальского рифта подробно были исследованы на основе геолого-геофизических работ, выполненных по профилю протяженностью 85 км. Межблоковые зоны представляют собой системы разноориентированных и непротяженных линеаментов, которые группируются вдоль основных, установленных разломов, определяющих блоковое строение Сибирской платформы.

На карте [Лунина, 2016] к активным в плиоцен-четвертичное время разломам отнесены Обручевский сброс, ЮЗ–СВ Жигаловская зона разломов по долинам рек Тыпта–Тутура, субмеридиональные Ангарский и Хандинский разломы, северо-западный Иркутский разлом вдоль верхнего течения Ангары. Прерывистая система непротяженных разломов ЮЗ–СВ простирания трассирует Предбайкальскую впадину и ее краевую зону, граничащую с Онотским поднятием. В зоне Приморского разлома выполнено детальное исследование трещиноватости с восстановлением локального и регионального полей напряжений [Лунина и др., 2002].

В пределах рассматриваемого региона линеаментный анализ выполнялся рядом авторов [Delvaux et al., 1997; Лунина и др., 2010; Семинский, Черемных, 2011; Семинский и др., 2018] на основе визуального дешифрирования космосников и топокарт различного масштаба и анализа напряженного состояния. Ранее использование автоматизированного линеаментного анализа позволило выделить основные активные глубинные структуры в северной части Прибайкалья [Балуев, Малкин, 1999]. Визуальный линеаментный анализ проведен в пределах Обручевской системы разломов в районе долины р. Бугульдейки с учетом разной выраженности разломов на космических снимках, условий их формирования и подсчетом плотности линеаментов [Черемных и др., 2018]. В результате проведенных исследований подтверждена активизация разломных зон без деформирования блоковых структур на стадии регионального растяжения в южной части Прибайкалья.

На мелкомасштабной схеме зонно-блокового строения Прибайкалья и на карте активных разломов [Лунина, 2016] отражены только основные

глубинные разломы, выделенные структурно-геологическими методами. Внутреннее строение рассматриваемых зон изучено достаточно схематично. Тем не менее, строение Обручевской зоны разломов исследовано достаточно детально [Леви и др., 1995; Семинский и др., 2012], включая Бугульдейский дизъюнктивный узел [Cheremnykh et al., 2018]. Такие участки можно использовать как ключевые при интерпретации результатов компьютерного дешифрирования.

МЕТОДИКА РАБОТЫ

Для анализа геодинамики сочленения Сибирской платформы и северо-западной части Байкальского рифта использованы некоторые возможности компьютерного дешифрирования линеаментов (программный пакет LESSA, автор А. Златопольский, Свидетельство о госрегистрации программ № 2018616466), трудоемкие или недоступные при визуальном дешифрировании. Обработка космоснимков Landsat с генерализованным разрешением ~100 м проводилась для выделения протяженных линеаментов, построения плотностей малых линеаментов по разным направлениям и в целом. Также выделялись линии вытянутости роз-диаграмм малых линеаментов в скользящем окне. Выделение на изображении протяженных линеаментов с последующим построением их диаграмм угловой статистики (розы по направлениям) основано на введении двух интерактивных параметров: определения длины, после которой линеамент считается протяженным, и определения “порога выраженности” в изображении. Интерактивность параметров сохраняет повторяемость результатов, но не исключает их субъективность.

Первый параметр обычно выбирается около 0.4 от линейного размера анализируемого изображения, поскольку, если необходимо учитывать более короткие линеаменты, удобнее использовать изображения с более высоким разрешением или с меньшей генерализацией. Выраженность линеамента в изображении задается вторым параметром – “порогом” выраженности, чем он выше, тем более визуально заметные линеаменты выделяются программой LESSA. Порог выраженности показывает плотность (насыщенность) полоски определенной относительной длины малыми линеаментами соответствующего направления. Числовые значения порогов зависят от конкретного изображения и показывают соотношения выраженности, являясь лишь относительным параметром, обеспечивающим повторяемость результатов. Как правило, этот параметр хорошо коррелирует с мнениями геологов-дешифровщиков о визуальной заметности линеамента.

На космических снимках исследуемого района доля техногенных линейных элементов ландшафта относительно невелика и незначительно влияет на выделение и статистику пространственного распределения линеаментов. Поэтому большинство прослеженных линеаментов являются природными и, в основном, связаны с разрывными нарушениями и тектонически предопределенными элементами рельефа. Визуальное дешифрирование и его анализ применялись для этого района и ранее [Lunina et al., 2014; Семинский и др., 2012; 2018]. Наши результаты частично совпадают, что помогает в выборе интерактивных параметров, поэтому остановимся на принципиально новых возможностях и данных, предлагаемых пакетом LESSA.

Это использование при выделении линеаментов различных направлений разных критериев выраженности с объединением полученных результатов в единую розу-диаграмму. Поясним наше понимание геологической интерпретации такой математической операции компьютерного дешифрирования. Мы исходим из предположения, что чем активнее и моложе разрывное нарушение и предопределяемые им ландшафтные формы, тем ярче и “очевиднее” линеамент, и тем на более высоком пороге выраженности он выделяется. Таким образом, линеаменты, полученные на высоком уровне выраженности, отражают преимущественно активные в плейстоцене – голоцене линеаменты.

Большая часть этих линеаментов соответствует реактивированным более древним линейным структурам или их фрагментам. Древние и не активированные в верхнем плейстоцене–голоцене нарушения того же ранга выражены значительно слабее. Поэтому, если мы выделим для каждого направления все линейные структуры на, скажем, 20 верхних порогах выраженности, причем для каждого направления свои, мы получим картину линеаментов и соответствующую розу-диаграмму, для которых выраженность в изображении как бы искусственно (математически) уравнена. Так можно дешифрировать картину нарушений, менее зависящую, по нашему мнению, от возраста их активации, то есть сформированную за более длительное время. Это практически невозможно при визуальном дешифрировании. Однако сам выбор уровня отсечения (10, 20, 30 или другой) по порядку выявления линеаментов остается интерактивным, то есть субъективным и зависит от задач и опыта исследователя.

Другой принципиально новой возможностью, предоставляемой LESSA при дешифрировании и используемой в этой работе, являются линии вытянутости (структурные линии), построенные по средним векторам роз-диаграмм малых линеаментов, определенных в скользящем окне [Златопольский, 2008]. Особенностью LESSA является выделение среднего вектора (приведенная ре-

зультирующая длина [Mardia, 1972]) только для участков, где его направление статистически достоверно. Эта величина наиболее устойчива к изменениям параметров обработки. Это позволяет видеть как области с преимущественным развитием малых линеаментов определенного направления, так и выделять “пустые” области с изометрическим рисунком роз в скользящих окнах. Мы интерпретируем такие области как соответствующие более стабильным блокам и/или нуклеарным геологическим структурам. Это используется для анализа морфоструктур исследуемой территории, в частности, вместе с анализом плотностей для оценки области влияния БРЗ на южную часть Сибирской платформы.

Подробно методика обсуждается на сайте http://www.lineament.ru/, одна из версий программы доступна на сайте http://sci-vega.ru/, мы использовали коммерческую версию технологии LESSA.

ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Применяя интерактивный метод компьютерного линеаментного анализа (LESSA), была получена серия схем линеаментов. На рис. 2 представлены схемы протяженных линеаментов для различных порогов выраженности – более высоком (>150) (рис. 2а) и более низком (>120) (рис. 2б) уровнях. Сборная карта линеаментов, соответствующих 20 верхним порогам выраженности, раздельно в каждом направлении показана на рис. 3а. В левом верхнем углу (рис. 2б и рис. 3а) приведены розы-диаграммы линеаментов, соответствующие принятым параметрам выделения.

Протяженные линеаменты, которые выделяются на высоком пороге выраженности (>150), немногочисленны и имеют, в основном, ЮЗ–СВ простирание (рис. 2а). Хорошо выражены линеаменты, которые трассируют зону Обручевского сброса и Приморского краевого разлома вдоль западного борта Байкальской впадины. На юго-западе Приморский краевой разлом представлен в виде одиночного линеамента, а на северо-востоке строение разлома усложняется, образуя линеаментную зону, состоящую из двух субпараллельных разломов.

На этом высоком пороге выраженности, несмотря на немногочисленность линеаментов, выделяются все разломы, отмеченные в базе данных активных разломов для этой территории [Lunina et al., 2014], включая субмеридиональные Ангарский и Хандинский разломы, северо-западный Иркутский разлом вдоль верхнего течения Ангары и ЮЗ–СВ Жигаловскую систему разломов по долинам рек Тыпта–Тутура (рис. 2б). Линеаментная зона, состоящая из трех линеаментов ЮЗ–СВ простирания, трассирует Предбайкальскую впадину и ее краевую зону, граничащую с Онотским поднятием. Отметим, что в работе [Лунина, 2016] небольшой фрагмент этой зоны определен как активный разлом, а остальные участки отнесены

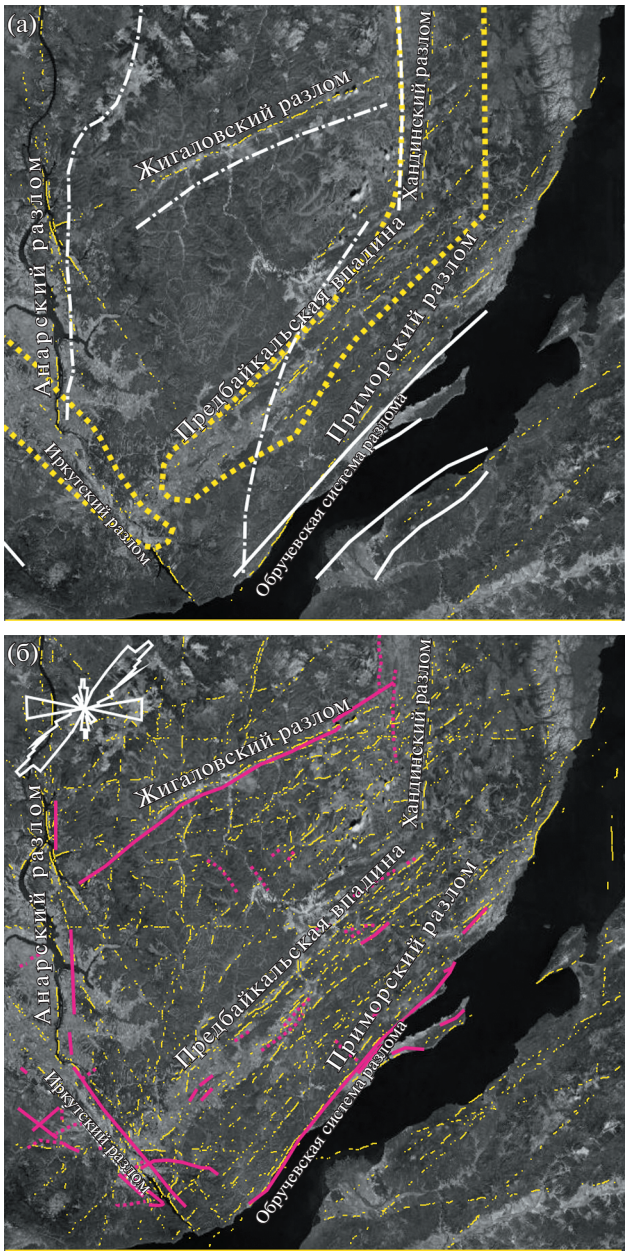


Рис. 2. (а) – Схемы формализованного дешифрирования с порогом выраженности линеаментов >150; (б) (вверху слева) – схемы со сводной розой-диаграммой линеаментов >120; (а) линеаменты – желтые прерывистые линии; с тектонической схемы: разломы – белые сплошные линии, разломы под осадочным чехлом – белые штрих-пунктирные линии; новейшие структуры предрифтовой зоны – контуры желтых точек; (б) – линеаменты – желтые прерывистые линии; разломы с карты активных в плиоцен-четвертичное время разломов [Лунина, 2016]: достоверные – малиновые сплошные линии, предполагаемые – малиновые прерывистые линии).

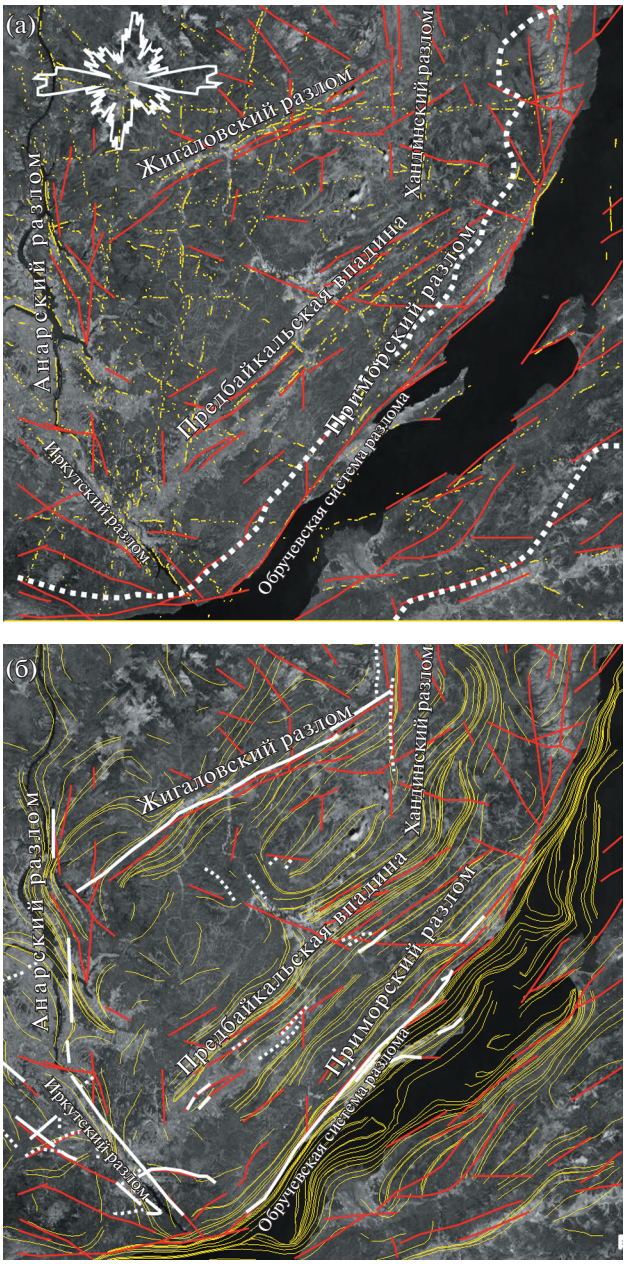


Рис. 3. Схемы формализованного дешифрирования на 20 старших линеаментов по 8 направлениям со сводной розой-диаграммой линеаментов (вверху слева) (а) и линий вытянутости роз-диаграмм (б); (а) – линеаменты – желтые прерывистые линии; разломы – красные сплошные линии; границы Байкальского рифта – область белых точек [Семинский и др., 2012]; (б) – линии вытянутости роз-диаграмм – сплошные желтые линии; разломы – красные сплошные линии [Семинский и др., 2012]: достоверные – белые сплошные линии, предполагаемые – белые пунктирные линии [Лунина, 2016]).

к потенциально активным. Резюмируя анализ линеаментов, выделяемых LESSA на высоком пороге выраженности и выявляющих практически все активные разломы, зарегистрированные традиционными геологическими методами, можно принять предположение, что выраженность линеаментов тесно связана с активностью трассируемых ими разломов. Однако это выполняется в пределах относительно однородных физико-географических (ландшафтных) областей и при ограниченном влиянии антропогенных линейных форм.

Рассмотрим картину линеаментов при более низком пороге выраженности (>120) (рис. 2б). Видно, что общее количество выделенных линеаментов существенно возрастает, появляется достаточно много линеаментов субширотного и субмеридионального направлений и это дает возможность применить статистические методы анализа, такие как построение сводной розы-диаграммы протяженных линеаментов (слева вверху на рис. 2б). Наиболее значительный прирост выделяемых линеаментов отмечается между побережьем Байкала и Предбайкальской впадиной с равнинным и холмисто-увалистым рельефом. Эта активная в неоген-четвертичное время серия разломов ЮЗ–СВ простирания расположена на западном плече Байкальского рифта и, в частности, включает Морской, Приморский, Прихребтовый разломы и субпараллельные этим разломам линеаментные зоны Онотского поднятия и Предбайкальской впадины. Весьма активными выглядят северная часть впадины, а также область концентрации линеаментов, прилегающая к южному окончанию Хандинской впадины. ЮЗ–СВ линеаменты, проходящие вдоль долин рек Тыпта–Тутура (Жигаловский сбросо-сдвиг), отделены от Предбайкальской впадины менее нарушенными блоками. Появляется больше разломов других простираний. К северо-западу от Жигаловской зоны разломов рисунок поля линеаментов меняется на решетчатый. Это указывает на то, что байкальское простирание разломов доминирует вплоть до южной части Лено-Ангарского плато.

Поскольку все эти ЮЗ–СВ линеаменты группируются в широкие зоны и последовательно проявляются по мере снижения порога выраженности, то учитывая те из них, которые имеют оценку кинематики в базе данных активных разломов, эти линеаменты можно отнести к левым сбросо-сдвигам с уменьшением сбросовой составляющей по мере удаления от побережья Байкала. Можно предположить, что северо-западный край этой полосы линеаментов примерно совпадает с границей области влияния БРЗ в верхнем плейстоцене–голоцене.

Сравнение с тектонической схемой листа N-48 (рис. 1) [Государственная..., 2009] показывает, что значительная часть линеаментов и их фрагментов в этой зоне соответствует реактивированным древним дизъюнктивам. Эти нарушения

формировались в геологической истории как сдвиго-взбросы, так что сегодня это скорее обратные взбросы, в то время как настоящие листрические сбросы наблюдаются только в береговой зоне Байкала и из-за дугообразности в плане плохо выделяются программой LESSA. Отметим, что на этом уровне выраженности появляется довольно много субширотных линеаментов, вероятно, соответствующих более древним фазам неотектонической активизации. На геологической карте лист N-48 отмечается несколько субширотных разломов, но говорить об их реактивации нельзя.

Также выделяется группа субмеридиональных линеаментов в широкой полосе, примыкающей с востока к активной Ангарской зоне разломов. Субмеридиональный Бугульдейский разлом прослеживается по р. Бугульдейке, пересекает Онотское поднятие и далее протягивается к северу вплоть до Жигаловской системы разломов. Расположенный восточнее Хандинский субмеридиональный разлом выражен в линеаментах к югу до Предбайкальской впадины.

Соотношение линеаментов разных направлений, выделенных на этом уровне, характеризует их роза-диаграмма (слева вверху на рис. 2б), на которой хорошо видно соотношение северо-восточных линеаментов, преимущественно активных в позднем плейстоцене, и субширотных линеаментов, вероятно, отражающих доверхнеплейстоценовый период неотектонической эволюции региона. Тогда субширотные линеаменты должны соответствовать преимущественно левым сдвигам. Полученная линеаментная картина согласуется с моделями раннего этапа эволюции (раскрытия) Байальского рифта [Шерман, Леви, 1977; Бала и др., 1990; Малкин, 1983]. Кроме того, регистрируемый переход в районе к северу от устья Ангары субширотного линеамента с западного на восточный берег Байкала с небольшим смещением и изменением направления соответствует такой модели раскрытия Байкала. Такая интерпретация может быть согласована с мнением приведенных выше авторов о роли континентальных “трансформных” субширотных разломов на ранних этапах эволюции (раскрытия) Байкальского рифта

На рис. 3а линеаментов, выделенных по 20 верхним порогам выраженности, раздельным для каждого направления отмечается снижение доли линеаментов СВ простирания, связанных с наиболее активными разломами, при сохранении высокой доли субширотных нарушений и резком увеличении доли субмеридиональных линеаментов. Проявляется серия линеаментов, расположенных в полосе шириной до 100 км к востоку от Ангарского активного разлома. Судя по их выраженности, можно говорить об их важной роли в формировании более ранних, вероятно, плиоценовых неотектонических структур Прибайкальского региона. На сводной схеме старших 20 линеаментов выделяется пересекающий Байкал в районе устьев Амги и Бугульдейки парный, сквозной, СЗ линеамент, который отделяет менее нарушенный блок на юге Онотского поднятия от его остальной части. Фрагмент этого линеамента был выделен при полевых наблюдениях [Черемных и др., 2018]

Детализировать особенности блокового строения региона позволяет анализ линий вытянутости роз-диаграмм малых линеаментов (рис. 3б). На этой схеме представлены особенности блокового строения региона. Так, территория между Жигаловской зоной разломов и Онотским поднятием отчетливо разделяется на два блока – более приподнятый и расчлененный северо-восточный блок и относительно стабильный юго-западный блок с менее дифференцированным рельефом и немногочисленными останцами юрских отложений. Этот блок с неупорядоченным рисунком линеаментных форм, возможно, не охвачен реактивацией разломов в современную фазу активности БРЗ. Юго-западное окончание Онотского поднятия отличается меньшим количеством активных нарушений северо-восточного простирания, имея облик относительно стабильного блока.

Ярко выраженная в линиях вытянутости роздиаграмм субмеридиональная Ангарская линеаментная зона отвечает оживлению разломов еще архейского заложения, именуемая [Воронов, 1997] зоной 105 градуса. Эта зона, вероятно, трансрегионального иерархического уровня отражает тектоническую границу Тунгусского и Маганского раннедокембрийских блоков Сибирского кратона и далее проходит почти по биссектрисе южного угла Иркутского амфитеатра в Монголию, где, возможно, предопределяет дискутируемую [Ашурков и др., 2011] западную границу Амурской субплиты, разделяя области влияния альпийских и тихоокеанских геодинамических событий на неотектонические структуры центральной Евразии. Однако для ее изучения используемыми методами необходимы более значительный пространственный охват и генерализация изображения.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Проведенный линеаментый анализ показал связь дешифровочной выраженности линеаментов с их новейшей активностью, что подтвердилось практическим полным совпадением линеаментов, выделенных на высоком пороге выраженности, с картой активных в позднем плейстоцене–голоцене разломов. Рисунок линеаментов на двух порогах выраженности общих для всех направлений, вместе с совпадениями с активными разломами наземного картирования и анализом напряженного состояния коры [Мель-

никова, 2008; Лунина 2016], практически не оставляет сомнений в ведущей роли СЗ–ЮВ растяжения в образовании и реактивации СВ сбросов и сбросо-сдвигов в этом регионе, начиная с тыйской тектонической фазы ~0.1 млн лет назад. Зона, состоящая из серии СВ линеаментов, особенно широко представлена в полосе между побережьем Байкала и Предбайкальской впадиной.

При снижении порога выраженности появляется второй доминирующий (субширотный) луч в розе-диаграмме, который сохраняется и для розы-диаграммы сборного рисунка линеаментов (рис. 3а). Активизация разломов этого направления связана с субширотным или восток–северо-восточным растяжением, существовавшим на более ранней стадии развития БРЗ [Семинский и др., 2018; Мац, 2015]. На этой допозднеплейстоценовой тектонической фазе ныне активные сбросо-сдвиги и сдвиго-сбросы западного побережья Байкала и Онотского поднятия характеризовались преобладанием сдвиговых левосторонних смещений.

Наличие ярко выраженного луча субмеридионального направления на сборной розе-диаграмме линеаментов (рис. 3а) говорит об обилии менее выраженных нарушений и их вероятной активности в прошлом, вероятно, эпизодов сжатия в субмеридиональном или север–северо-восточном направлении. Данные эпизоды сжатия фиксируются в осадках впадин БРЗ [Цеховский и др., 2018; Мац, 2015] и, в частности, могли провоцировать выжимание кембрийской соли в зоне Жигаловского разлома. В течение этих эпизодов субмеридиональные разломы реактивировались и работали как сдвиго-сбросы или даже сдвиго-раздвиги, обретая хорошую выраженность в рельефе и ландшафтах. Однако денудация и режим СЗ–СВ растяжения в последние ~100 тысяч лет привел к снижению выраженности линеаментов субмеридионального направления сравнительно с более активными СВ сдвиго-сбросами и необходимости специальной параметризации формального дешифрирования для оценки участия этих структур в неотектонической истории региона.

К.Ж. Семинским с соавторами [Семинский и др., 2012; 2018] в Западном Прибайкалье изучались разломы структурно-геологическими методами с привлечением морфотектонического анализа рельефа на основе геоморфологических наблюдений и дешифрирования дистанционных материалов. Результаты этого исследования отражает схема (рис. 3б). Она была составлена на основе визуального дешифрирования и анализа распределения спрямленных элементов рельефа (линеаментов) по цифровой модели рельефа.

На схеме формализованного дешифрирования линии вытянутости роз-диаграмм группируются в протяженные зоны, разграничивающие блоки с меньшей плотностью линеаментов, а главное, с более изометричными розами-диаграммами их углового распределения. Несмотря на то, что линеаменты лишь в определенной степени маркируют активные в новейшее время разломные зоны, полученная схема, в целом, отражает зонно-блоковое строение земной коры региона. Линии вытянутости роз-диаграмм на рис. 3б, с одной стороны, хорошо согласуются с результатами К.Ж. Семинского с соавторами, полученными по иной методике и исходным данным, а с другой стороны – позволяют дополнить линеаментный рисунок и детализировать особенности блокового строения региона.

Сравнение угловых статистик линеаментов, полученных при разных параметрах компьютерного дешифрирования, подтверждает существование в истории формирования БРЗ по крайней мере двух геодинамических режимов раскрытия, сменявших друг друга во времени. С первым, более ранним режимом связано образование левосторонних сбросо-сдвигов, хорошо проявленных в линеаментах не самых высоких порогов выраженности одинаковых для всех направлений (рис. 2а). Такой структурный рисунок соответствует механизму сдвига–раздвига между Сибирской и Амурской субплитами при субширотном растяжении, которое имело место в плиоцене–раннем плейстоцене [Зоненшайн и др., 1979]. Этот режим, возможно, нарушался импульсами субмеридионального или ССВ сжатия под влиянием процессов столкновения Индийской и Азиатской плит (концепция из работы [Molnar, Tapponnier, 1975]). Второй, более поздний, режим соответствует растеканию астеносферного диапира [Логачев, 1999; Gao et al., 2003]. С этим режимом связана обстановка СЗ–ЮВ раздвига, сопровождавшегося смещениями по нормальным и листрическим сбросам в приосевой части БРЗ и оживлением СВ сдвиго-сбросов предшествующего этапа с усилением сбросовой составляющей. Линеаменты, соответствующие этим нарушениям, остаются выраженными на самых высоких порогах их компьютерного выделения. Такая обстановка характерна для современной эпохи, что подтверждается данными о механизме очагов землетрясений в рассматриваемом регионе [Lunina, 2016].

Формализованный линеаментный анализ позволяет определить зону динамического влияния БРЗ, выраженную структурами растяжения (рис. 4а). Они наблюдаются по краю Сибирской платформы в полосе шириной 70–100 км, характерной чертой которой является пакет вытянутых в северо-восточном направлении параллельно Байкальскому рифту линеаментов (рис. 2).

Внутренняя структура и область динамического влияния основных линеаментных систем про-

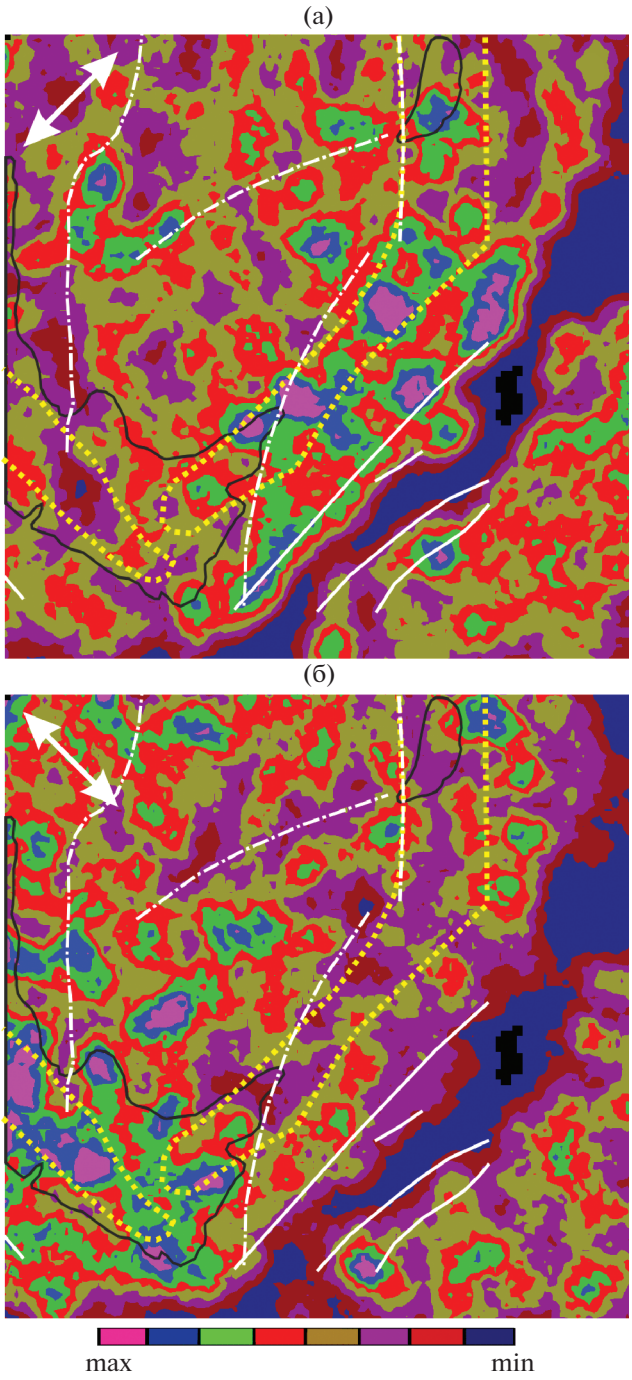


Рис. 4. Схемы плотности линеаментов СВ–ЮЗ (а) и СЗ–ЮВ (б); разломы – белая пунктирная линия, разломы под осадочным чехлом – белая штрих-пунктирная линия; новейшие структуры предрифтовой зоны – область желтых точек; мезозойские впадины – сплошная черная линия [Государственная..., 2009].

является при исследовании линий вытянутости и плотностей малых фотолинеаментов. Плотность малых фотолинеаментов СВ сектора направлений маркирует СЗ плечо Байкальского рифта (рис. 4а), а аномалии плотности СЗ сектора концентрируются вдоль Иркутской линеаментной зоны (рис. 4б), что, вероятно, обусловлено техногенным шумом. Кроме того, намечается пространственная корреляция повышенной плотности этого направления с распространением юрских осадочных пород.

На схеме плотности СВ–ЮЗ малых линеаментов зона Приморского хребта вдоль Обручевского глубинного разлома разделяется на отдельные блоки-клавиши с чередующимися повышенными и пониженными значениями общей плотности. Юго-восточнее плотность линеаментов маркирует СЗ плечо Байкальского рифта, выраженного морфоструктурами Приморского хребта и Онотского поднятия. Аномалии плотности этого сектора направлений также характерны для дистальных окончаний Жигаловской зоны разломов.

На схемах СВ–ЮЗ и СЗ–ЮВ повышенная плотность соответственно маркирует молодые кайнозойские прогибы – Прибайкальский и Присаянский. Хорошо видно их сложное мозаичное внутреннее строение. Плотность малых линеаментов СВ сектора направлений определяет ширину и особенности строения зоны сочленения Сибирской платформы и БРЗ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Использование компьютерного дешифрирования, включающего выделение протяженных линеаментов по разным критериям выраженности, линий вытянутости роз-диаграмм, полей плотности малых линеаментов и построение обобщенных роз-диаграмм, протяженных линеаментов, позволяет выделить активные структуры на неотектоническом этапе развития региона, определить внутреннее строение геоблоков и уточнить их границы. Изучались сочленение и влияние БРЗ на южную часть Сибирской платформы, определена предполагаемая ширина этой зоны и ее морфоструктурные особенности, такие как клавишное строение. Выделены геоблоки, незначительно подвергшиеся влиянию современной фазы активности БРЗ.

В рамках проведенного исследования Байкальский рифт рассматривается с геодинамической и неотектонической точки зрения. Выделены и дополнены некоторые особенности в строении и эволюции Байкальской рифтовой зоны. Подтверждены или усилены некоторые из дискуссионных версий геодинамической эволюции БРЗ, к которым относится формирование разрывных нарушений в ходе активного или пассивного рифтогенеза и влияния прилегающего ансамбля плит и микроплит. В частности, добавочные аргументы получены в пользу существенной роли этапа пассивного рифтинга при

движении в восточном направлении Амурской плиты. Значительная роль протяженных субширотных разломов в развитии структурного плана территории на этапе, предшествующем современному этапу разломообразования, соответствует этой модели. Также подтверждено существование субмеридиональной трансрегиональной структуры.

Компьютерное дешифрирование линейных элементов космического изображения и их структурная интерпретация для юго-западного фланга БРЗ и Прибайкалья проведены с использованием операций, недоступных или крайне трудоемких при визуальном дешифрировании. Это позволило выявить в линеаментных рисунках следы, по крайней мере, двух геодинамических режимов, сменявших друг друга во времени и характеризующихся различным напряженным состоянием и кинематикой активных разломов, что отражается в угловой статистике линеаментов, выделенных автоматически формализованным линеаментным анализом по различным критериям.

Элементы древней структуры реактивируются в плиоцен-четвертичное время в разных геодинамических условиях. Молодые (позднеплейстоцен-четвертичные) сбросы и сбросо-сдвиги часто используют плоскости древних разломов, представлявших собой взбросы и надвиги. Практически только активные или реактивированные разломы участвуют в рельефообразовании и поэтому преимущественно выражены в линеаментах. Соответственно, использование технологии LESSA для геодинамических реконструкций дает новые результаты, но временная глубина исследования ограничена в лучшем случае плиоцен-четвертичным временем.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено по теме государственного задания Министерства науки и высшего образования РФ (тема № АААА-А19-119021890087-8).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Автоматизированный анализ природных линеаментных систем. Л.: ВСЕГЕИ (Всесоюзный геологический институт). 1988. 131 с.

Ашурков С.В., Саньков В.А., Мирошниченко А.И., Лухнев А.В., Сорокин А.П., Серов М.А., Бызов Л.М. Кинематика Амурской плиты по данным GPS геодезии // Геология и геофизика. 2011. № 2. С. 299–311.

Балла З., Кузьмин М.И., Леви К.Г. Кинематика раскрытия Байкала // Геотектоника. № 2. 1990. С. 80–91.

Балуев А.С., Малкин Б.В. Поля тектонических напряжений северо-западной части Байкальской рифтовой зоны по данным компьютерного анализа космических снимков // Исслед. Земли из космоса. 1999. № 2. С. 71–78.

Бондур В.Г., Зверев А.Т. Метод прогнозирования землетрясений по результатам линеаментного анализа космических изображений // Известия высших учебных заведений: Сер. Геодезия и аэрофотосъемка. 2005. № 1. С. 76–83.

Буслов М.М. Геодинамическая природа Байкальской рифтовой зоны и ее осадочного выполнения в мел-кайнозойское время: эффект дальнего воздействия Монголо-Охотской и Индо-Евроазиатской коллизий // Геология и геофизика. 2012. Т. 53. № 9. С. 1245–1255.

Воронов П.С. Сдвиги, геофлюктации и сейсмичность Северной части Восточного полушария Земли. Роль сдвиговой тектоники в структуре литосфер Земли и планет земной группы. СПб. : Наука. 1997. С. 221–230.

Государственная геологическая карта Российкой Федерации. Масштаб 1 : 1000000 (третье поколение). Серия Ангаро-Енисейская. Лист N-48 – Иркутск. Объяснительная записка. СПб.: Картфабрика ВСЕГЕИ. 2009. 574 с.

Златопольский А.А. Методика измерения ориентационных характеристик данных дистанционного зондирования (технология LESSA) // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. 2008. Вып. 5. Т. 1. С. 102–112.

Златопольский А.А. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2018616466.

Зоненшайн Л.П., Савостин Л.А., Мишарина Л.А., Солоненко Н.В. Геодинамика Байкальской рифтовой зоны и тектоника плит внутренней Азии. Геолого-геофизические и подводные исследования озера Байкал. М.: Ин-т океанологии АН СССР. 1979. С. 157–202.

Иванченко Г.Н., Горбунова Э.М. Использование данных дистанционного зондирования участков земной коры для анализа геодинамической обстановки. М.: ГЕОС. 2015. 112 с.

Иванченко Г.Н., Соловьев С.П., Локтев Д.Н. Комплексные исследования активности тектонических нарушений в зоне Тункинской рифтовой впадины. Проблемы взаимодействующих геосфер. Труды ИДГ РАН. М.: ГЕОС. 2009. С. 123–130.

Короновский Н.В., Златопольский А.А., Иванченко Г.Н. Автоматизированное дешифрирование космических снимков с целью структурного анализа // Исслед. Земли из космоса. 1986. № 1. С. 111–118.

Леви К.Г., Бабушкин С.М., Бадардинов А.А., Буддо В.Ю., Ларкин Г.В., Мирошниченко А.И., Саньков В.А., Ружич В.В., Вонг Х.К., Дельво Д., Колман С. Активная тектоника Байкала // Геология и геофизика. 1995. Т. 36. № 10. С. 154–163.

Логачев Н.А. Главные структурные черты и геодинамика Байкальской рифтовой зоны // Физическая мезомеханика. 1999. № 1–2. С. 163–170.

Логачев Н.А. История и геодинамика Байкальского рифта // Геология и геофизика, 2003. Т. 44. № 5.

Лунина О.В., Гладков А.С., Неведрова Н.Н. Тектоническое строение, напряженное состояние, геодинамика мезозойско-кайнозойских рифтовых впадин Прибайкалья // Геотектоника. 2010. № 3. С. 40–67.

Лунина О.В. Цифровая карта разломов для плиоцен-четвертичного этапа развития земной коры юга Восточной Сибири и сопредельной территории Северной Монголии // Геодинамика и тектонофизика. 2016. Т. 7. № 3. С. 407–434.

Лунина О.В., Гладков А.С., Черемных А.В. Разрывная структура и трещиноватость зоны Приморского разлома // Геология и геофизика. 2002. Т. 43. № 5. С. 446–455.

Макаров В.И. Линеаменты (проблемы и направления исследований с помощью аэрокосмических средств и методов) // Исслед. Земли из космоса. 1981. № 4. С. 109–115.

Макаров В.И., Сенин Б.В. Основные принципы, аспекты и проблемы дешифрирования и интерпретации линеаментов и кольцевых образований // Космическая информация в геологии. М.: Наука. 1983. С. 305–321.

Малкин Б.В. Геоморфологические признаки пластических разрывов литосферы // Геоморфология. 1983. № 2. С. 74–78.

Малинников В.А., Учаев Д.В., Учаев Дм.В., Фам Соан Хоан. Разработка алгоритмов и программ линеаментного анализа цифровых изображений земной поверхности // Известия высших учебных заведений. Геодезия и аэрофотосъемка. 2011. № 1. С. 67–73.

Мац В.Д. Байкальский рифт: плиоцен (миоцен) – четвертичный эпизод или продукт длительного развития с позднего мела под воздействием различных тектонических факторов. Обзор представлений // Геодинамика и тектонофизика. 2015. Т. 6. № 4. С. 467–489.

Мельникова В.И. Деформационные параметры земной коры Байкальской рифтовой зоны по сейсмологическим данным. Автореферат дис... на соиск. докт. геол.-мин. наук. Иркутск. 2008. 37 с.

Рассказов С.В., Шерман С.И., Леви К.Г., Ружич В.В., Кожевников В.М., Саньков В.А. Академик Н.А. Логачев и его научная школа: вклад в изучение кайнозойского континентального рифтогенеза // Геодинамика и тектонофизика. 2010. № 1(3). С. 209–224.
https://doi.org/10.5800/GT-2010-1-3-0017

Ружич В.В., Кочарян Г.Г., Левина Е.А. Оценка геодинамического влияния зон коллизии и субдукции на сейсмотектонический режим байкальского рифта // Геодинамика и тектонофизика. 2016. Т. 7. № 3. С. 383–406.

Семинский К.Ж., Саньков В.А., Огибенин В.В., Бурзунова Ю.П., Мирошниченко А.И., Горбунова Е.А., Горлов И.В., Смирнов А.С., Вахромеев А.Г., Буддо И.В. Тектонофизический подход к анализу геолого-геофизических данных на газоконденсатных месторождениях со сложным строением платформенного чехла // Геодинамика и тектонофизика. 2018. Т. 9. № 3. С. 587–627.

Семинский К.Ж., Кожевников Н.О., Черемных А.В., Поспеева Е.В., Бобров А.А., Оленченко В.В., Тугарина М.А., Поташов В.В., Бурзунова Ю.П. Межблоковые зоны северо-западного плеча Байкальского рифта: результаты геолого-геофизических исследований по профилю пос. Баяндай – м. Крестовский // Геология и геофизика. 2012. Т. 53. № 2. С. 250–269.

Семинский К.Ж., Черемных А.В. Трещинные сети и напряженное состояние кайнозойских осадков Байкальского рифта: новые возможности структурно-парагенетического анализа // Геология и геофизика. 2011. Т.52. № 3. С. 450–469.

Серокуров Ю.Н., Калмыков В.Д. Кольцевые структуры Земли и алмазоносность // Отечественная геология. 1996. № 11. С. 10–17.

Цеховский Ю.Г., Балуев А.С., Стукалова И.Е., Корнева Р.Г. Седиментогенез в мезозойских и кайнозойских рифтовых впадинах Центральной Азии. Вып. 617. Труды ГИН. М.: ГЕОС. 2018. 168 с.

Черемных А.В., Черемных А.С., Бобров А.А. Морфоструктурные и структурно-парагенетические особенности разломных зон Прибайкалья (на примере Бугульдейского дизъюнктивного узла) // Геология и геофизика. 2018. Т. 59. № 9. С. 1372–1383.

Шерман С.И., Леви К.Г. Трансформные разломы Байкальской рифтовой системы // Докл. АН СССР. 1977. Т. 233. № 2. С. 461–463.

Brug van der G.J., Rosenfeld A. Linear feature mapping // IEEE Transactions on Systems, man and Cybernetics. 1978. V. 8. № 10. P. 768–774.

Cheremnykh A.V., Cheremnykh A.S., Bobrov A.A. Faults in the Baikal region morphostructural and structure-genetic features (case study of the Buguldeika fault junction) // Russian Geology and Geophysics. 2018. V. 59. P. 1100–1108.
https://doi.org/10.1016/j.rgg.2018.08.004

Delvaux D., Moyes R., Stapel G., Petit C., Levi K., Miroshnichenko A., Ruzich V., San'kov V. Paleostress reconstruction and geodynamics of the Baikal region, Central Asia. Part II. Cenozoic rifting // Tectonophysics. 1997. V. 282. P. 1–38.

Gao S.S., Liu K.H., Davis P.M., Slack P.D., Zorin Y.A., Mordvinova V.V., Kozhevnikov V.M. Evidence for small-scale mantle convection in the upper mantle beneath the Baikal rift zone // J. Geophys. Res. 2003. V. 108(B4). P. 2194.

Lunina O.V., Caputo R., Gladkov A.A., Gladkov A.S. Southern East Siberia Pliocene-Quaternary faults: Database, analysis and inference // Geosci. Front. 2014. V. 5. P. 605–619.
https://doi.org/10.1016/j.gsf.2013.12.006

Mardia K.V. Statistics of Directional Data. 1st Edition. Academic Press. 1972. P. 380.

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

Petit C., Fournier M. Present-day velocity and stress fields of the Amurian Plate from thin-shell finite-element modelling // Geophys. J. Int. 2005. V. 160. P. 357–369.

Zlatopolsky A. Description of texture orientation in remote sensing data using computer program LESSA // Comput. Geosci. 1997. V. 23. № 1. P. 45–62.

Formalized Lineament Analysis of Geological Structures in the Baikal Region

G. N. Ivanchenko[a] and E. M. Gorbunova[a, *]

[a] *Sadovsky Institute of Geosphere Dynamics, Russian Academy of Sciences, Moscow, 119334 Russia*
**e-mail: emgorbunova@bk.ru*

The paper addresses the identification and study of active neotectonic structures based on a formalized (computerized) analysis of linear elements (lineaments) in the southern part of the Siberian Platform's junction with the Baikal Rift Zone (BRZ). The time-varying displacements of the Amurian subplate, the development of the mantle diapir, and the remote effect of the Indo-Eurasian collision jointly determine the formation of structures and the neotectonic activity of the study region. The geodynamic peculiarities of the region are reflected in the system of the small and extended lineaments. This question is considered on the regional and local scale levels. Some details of the method and interpretation of the results are discussed. It is shown that a statistical relationship exists between the parameters of formal identification of lineaments in the satellite images and the kinematics and age of activation of the corresponding Cenozoic faults. Based on the lineament analysis (LESSA technology), the effect of tectonic stresses of BRZ on the Pliocene-Quaternary movements of the southern part of the Siberian Platform and the formation of morphostructures in the region are assessed. The stress-state evolution stages, of fault activation, formation of the relief, and some geodynamic models of the development of the Baikal region are discussed.

Keywords: morphostructures, formal lineament analysis, small and extended lineaments, angular statistics, geodynamics of the Baikal region

ФИЗИКА ЗЕМЛИ, 2021, № 5, с. 235–241

УДК 621.371.342;537.876.23;535.23

ЛАБОРАТОРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ АТМОСФЕРНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ В ЗАДАЧЕ КОРРЕКЦИИ ИСКАЖЕНИЙ ВОЛНОВОГО ФРОНТА ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ПОМОЩЬЮ БЫСТРОЙ АДАПТИВНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ

© 2021 г. А. Л. Рукосуев[1, *], В. Н. Белоусов[1], А. Н. Никитин[1], Ю. В. Шелдакова[1], И. В. Сиверцева[1], А. В. Кудряшов[1]

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

*****E-mail: alru@nightn.ru*

Поступила в редакцию 12.02.2021 г.
После доработки 29.03.2021 г.
Принята к публикации 01.04.2021 г.

Проведено моделирование атмосферной турбулентности в лабораторных условиях, где в качестве источника воздушных потоков разной температуры выступал бытовой тепловентилятор. Исследования искажений волнового фронта лазерного излучения, прошедшего сквозь нагретый поток воздуха, проводились с помощью датчика волнового фронта Шака–Гартмана, входящего в состав быстрой адаптивной оптической системы, развивающей скорость коррекции до 2000 Гц (кадров в секунду). Представлены энергетические спектры возмущений волнового фронта лазерного излучения, позволяющие делать вывод о ширине полосы частот возмущающего воздействия. На основе вычисленного параметра Фрида для турбулентного потока построен график, сопоставляющий результаты лабораторного моделирования с реальными условиями атмосферы Земли.

Ключевые слова: атмосферная турбулентность, адаптивная оптика, датчик волнового фронта.

DOI: 10.31857/S0002333721050161

ВВЕДЕНИЕ

В задачах, связанных с распространением лазерного излучения сквозь атмосферу Земли (вертикальные, горизонтальные и наклонные трассы), существенную роль играет состояние воздушного слоя вдоль трассы распространения. Неравномерный нагрев различных участков воздуха приводит к изменению локального коэффициента преломления, а движение воздушных масс создает перемещение таких областей в пространстве. При прохождении лазерного луча сквозь атмосферу, вследствие различия коэффициента преломления в различных частях апертуры пучка, возникают искажения волнового фронта, приводящие к снижению эффективности работы лазерных систем различного назначения. К задачам, решаемым с помощью лазерного излучения, можно отнести: удаленную подзарядку батарей беспилотных летательных аппаратов [Lu et al., 2018], в том числе и низкоорбитальных спутников [Landis et al., 1992], передачу энергии на расстояние до труднодоступных районов, уничтожение космического мусора на низких орбитах [Bennet et al., 2012], создание криптозащищенных оптических каналов связи [Huang et al., 2018], создание каналов связи в свободном пространстве (*free-space communication*) [Vorontsov et al., 2010] и т. д.

Как показано в работе [Andrews, Phillips, 2005], ширина полосы частот возмущающего воздействия стандартной атмосферы редко превышает 100–150 Гц. Поэтому для исследования и последующей коррекции волнового фронта, искаженного воздействием турбулентности, требуется быстрая адаптивная оптическая система (АОС), работающая на частотах 1500–2000 Гц (к/с – кадров в секунду, поскольку АОС по определению является дискретной). Такой уровень быстродействия был достигнут благодаря использованию программируемой пользователем вентильной матрицы (ППВМ) в качестве основного элемента управления системой [Kudryashov et al., 2020]. Данная АОС пригодна для коррекции искажений волнового фронта лазерного излучения, вызванного атмосферной турбулентностью. Поскольку построение реальной воздушной трассы для передачи лазерного излучения является трудоемкой задачей, на первом этапе исследований было целесообразно провести испытания АОС в рамках лаборатории, исследовав при этом характеристики искусственно созданной турбулентности и со-

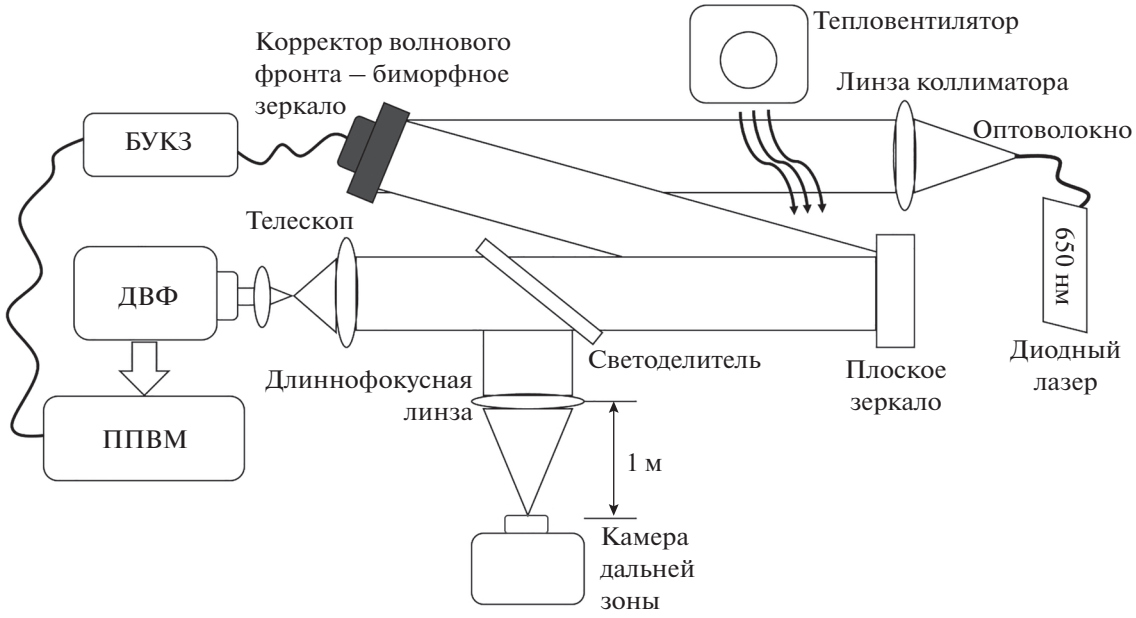


Рис. 1. Схема экспериментальной установки. БУКЗ – блок управления корректирующим зеркалом, ДВФ – датчик волнового фронта, ППВМ – программируемая пользователем вентильная матрица.

поставив их с реальными характеристиками атмосферной турбулентности.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Схема лабораторной установки для исследования искусственно созданной турбулентности, представленная на рис. 1, базируется на АОС реального времени [Rukosuev et al., 2015].

Источником излучения является лазерный диод, сопряженный с оптоволокном. Длина волны была выбрана в видимом диапазоне (650 нм) для облегчения юстировок. Выходящий из среза волокна конусообразный лазерный луч коллимируется с помощью линзы в параллельный пучок диаметром 50 мм для соответствия апертуре корректора волнового фронта. Стоящий далее по ходу луча бытовой тепловентилятор направляет нагретый воздушный поток перпендикулярно лазерному лучу. При смешивании с более прохладным воздухом лаборатории создаются области разных температур, которые приводят к изменению показателя преломления в пределах апертуры пучка. Движение потока воздуха от тепловентилятора создает постоянное перемещение таких неоднородностей, что приводит к динамическим искажениям волнового фронта лазерного пучка.

Лазерный луч, волновой фронт которого искажен созданной в лаборатории искусственной турбулентностью, попадает на корректор волнового фронта, в качестве которого использовалось адаптивное зеркало биморфного типа диаметром 50 мм и имеющего 31 управляющий электрод [Cherezova et al., 1998; Gerber et al., 2006]. Выбор такого корректора объясняется тем, что биморфные зеркала эффективно воспроизводят аберрации низких порядков, которые преобладают в составе аберраций, вызванных атмосферой. С другой стороны, этот тип зеркал имеет достаточно высокий частотный диапазон для использования в быстрой АОС. Так, частота первого резонанса используемого биморфного зеркала составляла 8300 Гц. Отразившись от корректирующего зеркала, лазерный луч уходит в направлении датчика волнового фронта (ДВФ) Шака–Гартмана [Кудряшов и др., 2012] через плоское зеркало, которое входит в состав лабораторного макета для уменьшения габаритов и удобства юстировки. В реальной системе через это зеркало, выполненное в полупрозрачном варианте, излучение направляется к потребителю. Для согласования апертуры луча с апертурой ДВФ использовался телескоп с увеличением 12.

Часть лазерного излучения отводится на индикатор дальней зоны, образованной длиннофокусной линзой и камерой с мелким размером пикселя (3.75 мкм). Индикатор необходим для независимого контроля качества коррекции.

Методика проведения эксперимента состояла в получении первичных данных (смещений координат фокальных точек микролинзового растра), которые представляют собой выборку длительностью 10 с. При переходе к спектральному анализу [Рукосуев и др., 2020] десятисекундная выборка дает разрешение по частотной оси 0.1 Гц. Также на основе выборки имеется возможность вычис-

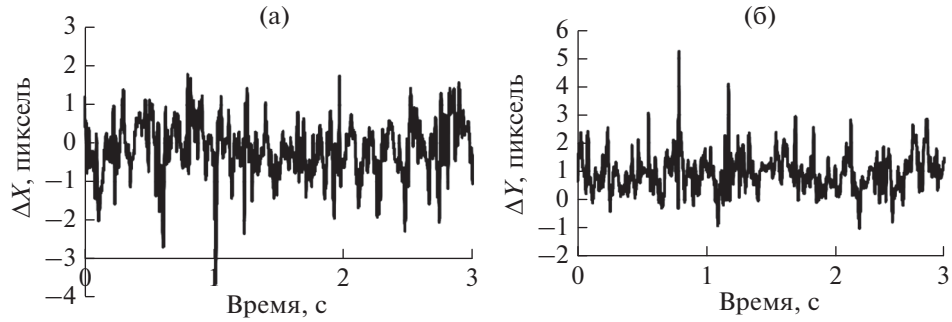


Рис. 2. Пример записи координат смещения фокальной точки по осям *X* и *Y*: (а) – выборка по оси *X*; (б) – выборка по оси *Y*.

ления параметра Фрида. После проведения измерений и обработки исходных данных проводится сравнение полученных результатов с параметрами реальной атмосферы.

ПРОВЕДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Датчик волнового фронта Шака–Гартмана представляет собой видеокамеру с установленной перед светочувствительной площадкой матрицей из микролинз. В датчике волнового фронта использовалась камера JetCam-19 фирмы Kaya Instruments [сайт Kaya Instruments][1]. Размер пикселя составлял 10 мкм, частота кадров при разрешении 480 × 480 пикселей могла варьироваться от нескольких Гц до 2000 Гц. В экспериментах использовалась матрица с размером линз 250 мкм и фокусным расстоянием 12 мм. При освещении датчика лазерным лучом на светочувствительной площадке камеры образуется сетка из изображений фокальных точек, так называемая гартманограмма. При плоском волновом фронте координаты фокальных точек точно соответствуют центрам микролинз. В случае наличия искажений точки смещаются в зависимости от локального наклона волнового фронта в месте расположения микролинзы. Таким образом, степень смещения фокальной точки пропорциональна локальному искажению волнового фронта. Проводя интегрирование по всей апертуре, можно восстановить структуру волнового фронта лазерного излучения. В данном эксперименте фокальные точки, под действием воздушного потока на лазерный пучок, претерпевают периодические смещения, причем частота смещения координат точки равна частоте изменения локального коэффициента преломления, а амплитуда пропорциональна глубине изменения локального коэффициента преломления. Это дает возможность, проводя анализ колебаний фокальной точки, судить о параметрах лабораторной турбулентности. Со статистической точки зрения все фокальные точки (за исключением краевых) равноправны, что дает возможность при использовании одной фокальной точки определить параметры лабораторной турбулентности.

Другим параметром, который можно определить по смещению фокальных пятен, является радиус Фрида, но в этом случае понадобится пара центрально симметричных фокальных точек [Sarazin, Roddier, 1990].

РЕЗУЛЬТАТЫ

При проведении серии экспериментов были получены следующие зависимости. На графиках (рис. 2) приведен пример смещений координат фокальной точки во времени по двум осям. Вычисление координат фокальных точек проводилось по изображению гартманограммы методом центроидов, соответственно, результат получался в единицах пикселей приемной матрицы камеры. При необходимости эта величина легко преобразовывается в линейные размеры домножением на физический размер пикселя. Визуально данные графики малоинформативны, поэтому для выявления закономерностей целесообразно перейти к спектральному анализу.

Рисунок 3 демонстрирует спектральную плотность мощности колебаний фокальной точки по оси *X*. На этом же графике серой линией показана зависимость (–5/3) степени от частоты, характерная для колмогоровского спектра [Татарский, 1967], описывающего реальную атмосферу.

Следующий график (рис. 4) представляет нормированную спектральную энергию колебаний фокальной точки, полученную из предыдущего графика интегрированием по частоте. Расчеты показывают, что до 98% всей энергии сосредоточено в диапазоне 0–100 Гц, что согласуется с реальными параметрами атмосферы [Andrews, Phillips, 2005].

[1] https://kayacameras.com/product-category/jetcam-high-speed-cameras/

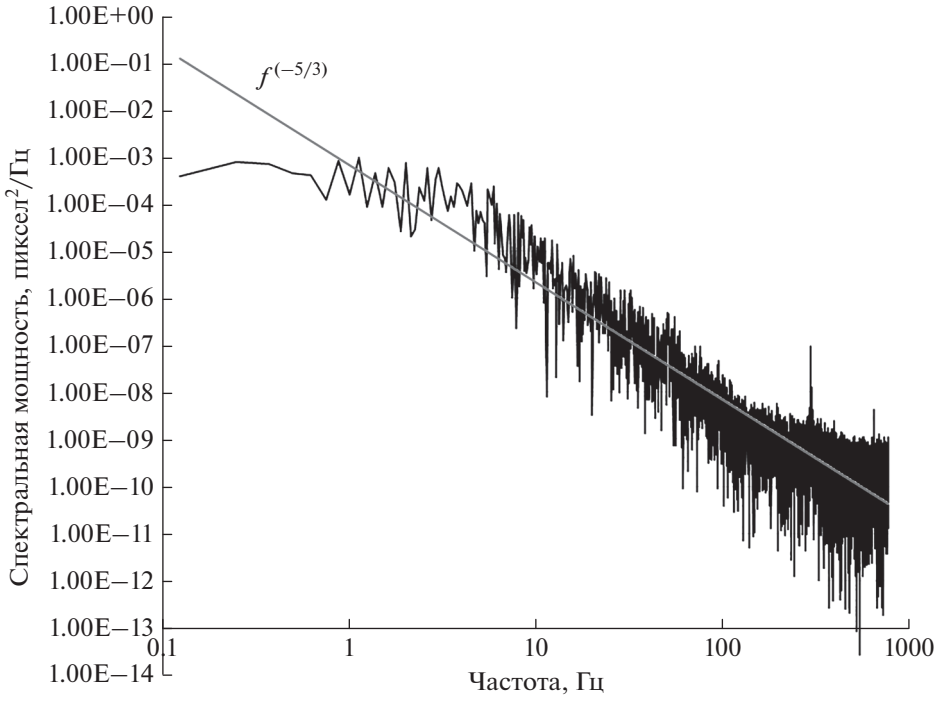


Рис. 3. Спектральная плотность мощности колебаний фокальной точки по оси *X*.

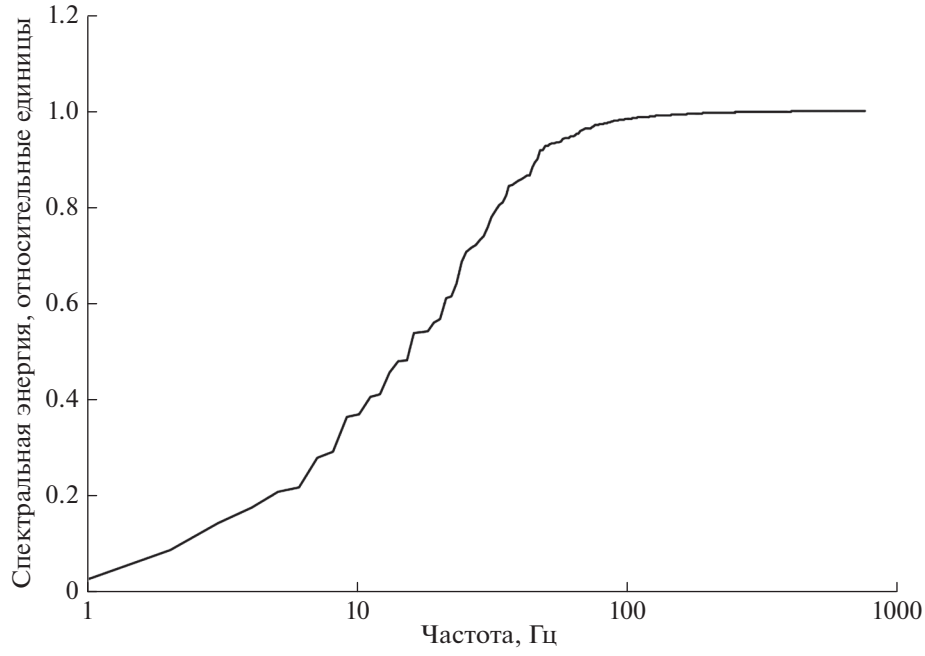


Рис. 4. График нормированной спектральной энергии колебаний фокальной точки.

Определенный интерес представляет анализ таких аберраций, как наклоны волнового фронта. Общие наклоны приводят к параллельному смещению координат всех фокальных точек. Вычисляя среднеарифметическое смещение всех точек гартманограммы, можно получить общие наклоны волнового фронта по двум осям. Далее, с полученными смещениями фокальных точек, характеризующих только наклоны, выполняются те же вычисления, что и с исходными координатами фокальных точек. В результате можно получить спектральную энергию наклонов, график кото-

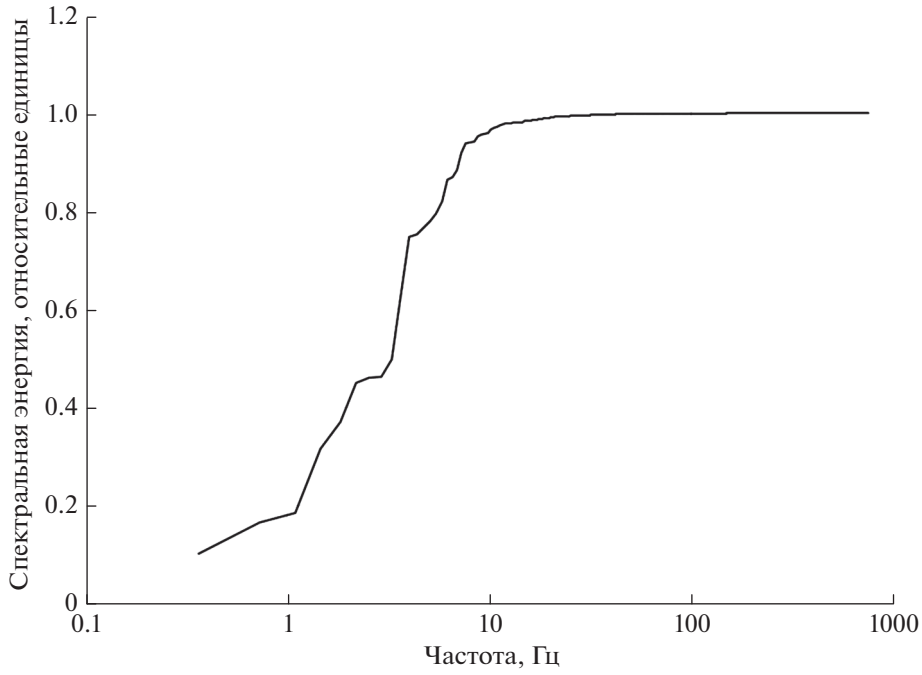


Рис. 5. График нормированной спектральной энергии колебаний фокальной точки для общих наклонов волнового фронта.

рой изображен на рис. 5. В данном случае порядка 98% всей энергии сосредоточено в диапазоне 0–10 Гц, следовательно, ширина полосы наклонов на порядок меньше ширины полосы суммарных аберраций.

Расчет параметра Фрида может быть выполнен по взаимному колебанию пары фокальных точек, симметрично расположенных относительно центра пучка, по формуле (1) [Sarazin, Roddier, 1990]:

$$r_0 = (\sigma_l^2)^{-3/5} 0.539 \lambda^{6/5} D^{-1/5} \left[1 - 0.541 \left(d/D\right)^{-1/3}\right]^{3/5}, \quad (1)$$

где: $\sigma^2(d)$ – дисперсия колебаний расстояния между двумя точками; λ – длина волны; D – диаметр апертуры, в которой измеряются координаты фокальной точки; d – расстояние между фокальными точками.

Для повышения достоверности были проведены расчеты между несколькими парами фокальных точек. Результаты оказались близкими между собой и дали среднее значение параметра Фрида порядка 10 мм с разбросом ± 2 мм.

При последующем проведении коррекции было показано, что при таком параметре Фрида АОС эффективно компенсирует турбулентность. Это оценивалось по диаметру фокального пятна индикатора дальней зоны. Дифракционно-ограниченный диаметр при выбранных параметрах установки (длина волны 650 нм, диаметр пучка 50 мм и фокусное расстояние линзы 1 м) составлял 31.72 мкм или 8.46 пикселей (размер пикселя камеры дальней зоны 3.75 мкм). После коррекции диаметр фокального пятна дальней зоны составлял около 9 пикселей, что приближало его размер к дифракционно-ограниченному.

Для привязки результатов эксперимента к реальной атмосфере можно воспользоваться формулой (2) [Fried, 1965]:

$$r_0 = 3.02 \left(C_n^2 L k^2\right)^{-\frac{3}{5}}, \quad (2)$$

где: C_n^2 – структурная функция показателя преломления атмосферы; L – длина трассы; $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число.

График (рис. 6) демонстрирует границы применимости быстрой адаптивной оптической системы в реальных атмосферных условиях. Зная значение структурной функции показателя преломления атмосферы для данной местности, по графику, можно определить предельную дальность эффективного использования АОС в предположении, что АОС эффективно корректирует искажения волнового фронта с параметром Фрида не меньше 10 мм.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ (ВЫВОДЫ)

Результаты, полученные при моделировании атмосферной турбулентности в лабораторных условиях, позволяют сделать следующие выводы. 1. Лабораторная турбулентность, полученная при помощи тепловентилятора, имеет похожие ха-

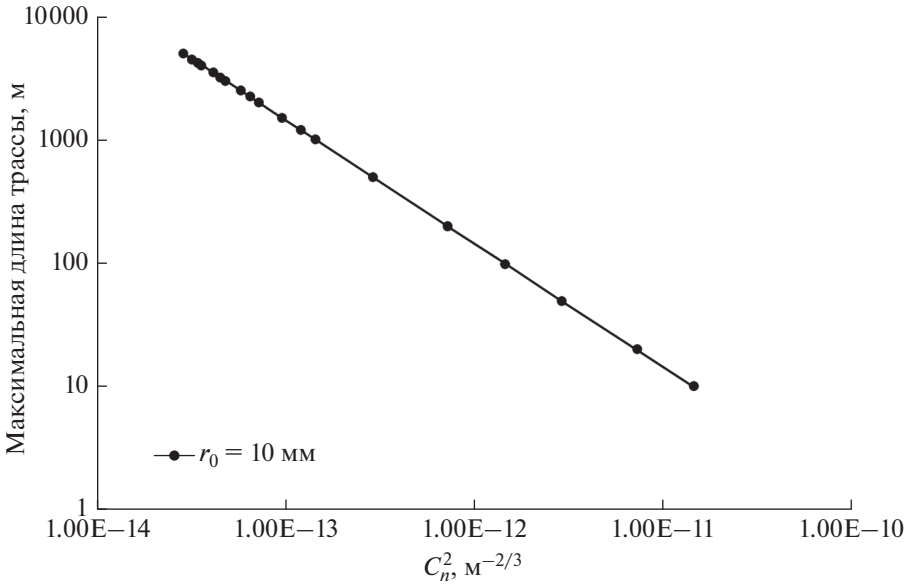


Рис. 6. Границы применимости АОС – зависимость максимальной дальности от структурной функции показателя преломления атмосферы при фиксированном параметре Фрида.

рактеристики с реальной атмосферной турбулентностью. В частности, спектр, полученный в результате анализа колебаний фокальной точки, имеет ярко выраженный спад при росте частоты по закону (–5/3) степени, что характерно для колмогоровского спектра реальной атмосферной турбулентности. Кроме того, ширина полосы возмущающего воздействия составляет около 100 Гц, что также соответствует среднему состоянию реальной атмосферы. 2. Заключительный график позволяет сопоставить данные лабораторных экспериментов с реальной атмосферой и определить предельную дальность эффективного использования АОС в зависимости от структурной функции показателя преломления атмосферы в данной местности.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Кудряшов А.В., Самаркин В.В., Шелдакова Ю.В., Александров А.Г. Анализ способа компенсации волнового фронта при использовании датчика Шака–Гартмана как элемента адаптивной оптической системы // Автометрия. 2012. № 48(2). С. 52–56.

Рукосуев А.Л., Белоусов В.Н., Никитин А.Н., Шелдакова Ю.В., Кудряшов А.В., Богачев В.А., Волков М.В., Гаранин С.Г., Стариков Ф.А. Быстрая адаптивная оптическая система для коррекции волнового фронта лазерного излучения, искаженного атмосферной турбулентностью // Квантовая электроника. 2020. № 50(8). С. 707–709.
https://doi.org/10.1070/QEL17382

Татарский В.И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. М.: Наука. 1967.

Andrews L.C., Phillips R.L. Laser beam propagation through random media. SPIE Press. Bellingham. WA. 2005.
https://doi.org/10.1117/3.626196

Bennet Fr., Conan R., D'Orgeville C., Dawson M., Paulin N., Price I., Rigaut F., Ritchie I., Smith C., Uhlendorf K. Adaptive optics for laser space debris removal. Proc. SPIE 8447. 844744. 2012.
https://doi.org/10.1117/12.925773

Cherezova T.Yu., Chesnokov S.S., Kaptsov L.N., Kudryashov A.V. Doughnut-like laser beam output formation by intracavity flexible controlled mirror // Opt. Express. 1998. V. 3(3). P. 180–189.
https://doi.org/10.1364/OE.3.000180

Fried D.L. Statistics of a geometric representation of wavefront distortion // J Opt Soc Am. 1965. V. 55. P. 427.

Gerber M., Graf T., Kudryashov A. Generation of custom modes in a Nd : YAG laser with a semipassive bimorph adaptive mirror // Appl. Phys. B: Lasers Opt. 2006. V. 83. № 1. P. 43–50.
https://doi.org/10.1007/s00340-005-2068-y

Huang Q., Liu D., Chen Y., Wang Y., Tan J., Chen W., Liu J., Zhu N. Secure free-space optical communication system based on data fragmentation multipath transmission technology // Optics Express. 2018. V. 26(10). P. 13536–13542.
https://doi.org/10.1364/OE.26.013536

Kudryashov A., Rukosuev A., Nikitin A., Galaktionov I., Sheldakova J., Real-time 1.5 kHz adaptive optical system to correct for atmospheric turbulence // Opt. Express. 2020. 28(25). P. 37546–37552.
https://doi.org/10.1364/OE.409201

Landis G.A., Westerlund H. Laser beamed power – Satellite demonstration applications: NASA Contractor Report 190793. 1992. IAF-92-0600.

Lu M., Bagheri M., James A.P., Phung T. Wireless charging techniques for UAVs: a review, reconceptualization, and ex-

tension // IEEE Access. 2018. V. 6. P. 29865–29884. https://doi.org/10.1109/ACCESS.2018.2841376

Rukosuev A.L., Kudryashov A.V., Lylova A.N., Samarkin V.V., Sheldakova Yu.V. Adaptive optical system for real-time wavefront correction // Atmos. Oceanic Opt. 2015. V. 28(4). P. 381–386. https://doi.org/10.1134/S1024856015040119

Sarazin M., Roddier F. The ESO differential image motion monitor // Astron. Astrophys. 1990. V. 227. P. 294–300.

Vorontsov M., Weyrauch T., Carhart G., Beresnev L. Adaptive optics for free space laser communications. Lasers, Sources and Related Photonic Devices, OSA Technical Digest Series (CD), LSMA1. 2010. https://doi.org/10.1364/LSC.2010.LSMA1

Laboratory Simulation of Atmospheric Turbulence in the Problem of Correcting Laser Radiation Wavefront Distortions by Using a Fast Adaptive Optical System

A. L. Rukosuev[a], *, V. N. Belousov[a], A. N. Nikitin[a], Yu. V. Sheldakova[a], I. V. Sivertseva[a], and A. V. Kudryashov[a]

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

**e-mail: alru@nightn.ru*

Atmospheric turbulence has been simulated under laboratory conditions, where a household heat fan has been used as a source of air flows of different temperatures. The wavefront distortions of laser radiation passing through a heated air flow have been studied by means of a Shack-Hartmann wavefront sensor, which is part of a fast adaptive optics system that has a correction rate of up to 2000 Hz (frames per second). The energy spectra of laser radiation wavefront disturbances are presented, which help determine the frequency bandwidth of the disturbing effect. Based on the calculated Fried parameter, a graph is plotted for the turbulent flow, which compares the results of the laboratory simulation with the real conditions of the Earth's atmosphere.

Keywords: atmospheric turbulence, adaptive optics, wavefront sensor

ФИЗИКА ЗЕМЛИ, 2021, № 5, с. 242–253

УДК 523.44+523.681

МОДЕЛИРОВАНИЕ МАГНИТНОЙ АНОМАЛИИ СЛОЖНОГО МЕТЕОРИТНОГО КРАТЕРА БОСУМТВИ (ГАНА) С УЧЕТОМ УДАРНОГО РАЗМАГНИЧИВАНИЯ И МОРФОЛОГИЧЕСКИХ ОСОБЕННОСТЕЙ

© 2021 г. М. Ю. Кузьмичева[1, *], Б. А. Иванов[1, **]

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

**E-mail: mukuzmgm@gmail.com*

***E-mail: boris_a_ivanov@mail.ru*

Поступила в редакцию 22.03.2021 г.
После доработки 29.03.2021 г.
Принята к публикации 01.04.2021 г.

Образование ударных кратеров на поверхности Земли сопровождается воздействием ударных волн на горные породы. Ударно-волновое сжатие приводит к возникновению нагрева горных пород вплоть до плавления и испарения при разгрузке. Прямое механическое действие ударного сжатия и остаточный нагрев изменяют магнитные свойства горных пород. Геофизическое моделирование используется для определения источников магнитной аномалии по интерпретации полей, измеренных на поверхности, но при таком моделировании не учитывается ударное размагничивание пород. В данной работе представлен пример анализа магнитной аномалии над хорошо изученным кратером Босумтви (Гана, диаметр 10.5 км, возраст 1 млн лет), включающего численное моделирование процесса образования кратера и построение модели магнитной аномалии на основании смоделированных параметров ударного сжатия и данных бурения кратера. Показано, что морфологические особенности кратера – кратерный вал и центральное поднятие – формируют положительные магнитные аномалии вокруг и внутри кратера.

Ключевые слова: численное моделирование, метеоритный кратер Босумтви, магнитная аномалия.

DOI: 10.31857/S0002333721050124

ВВЕДЕНИЕ

Космические полеты с целью исследования планет земной группы позволили измерить магнитные поля на их поверхностях и сделать на основании их геометрии выводы о строении и эволюции этих планетных тел [Spohn, 2015]. Эти данные показали, в частности, что у Луны когда-то было глобальное долгоживущее магнитное поле с напряженностью, близкой к земной [Wieczorek, 2018]. Нынешнее отсутствие магнитных источников на большей части поверхности Луны и Марса объясняется процессами ударного размагничивания [Mohit, Arkani-Hamed, 2004], то есть изменением магнитных свойств горных пород в процессе образования ударных катеров.

Метеоритные кратеры на Земле позволяют изучать ударные магнитные аномалии как путем определения магнитных полей над ударными структурами, так и лабораторными исследованиями магнитных свойств исходных и измененных горных пород и составляющих их минералов. Вследствие эрозии, геодинамических процессов и наличия геомагнитного поля магнитные аномалии, связанные с земными кратерами, сложнее интерпретировать, чем кратерные аномалии на Луне и Марсе, где эти факторы отсутствуют. Для оценки геометрии источников магнитных аномалий по измерению полей на поверхности используется геофизическое моделирование. Однако при таком моделировании, как правило, принимается во внимание влияние пород с высокой намагниченностью и не рассматривается ударное размагничивание [Plado et al., 2000; Artemieva et al., 2004; Ugalde et al., 2005; 2007; Elbra et al., 2007; Kontny et al., 2007].

В некоторых случаях данные по магнитным аномалиям кратеров позволяют оценить размер кратера, связанного с ним промежуточного кратера, и энергию, выделившуюся при ударе космического тела, независимым образом [Pilkington, Hildebrand, 2003].

Кратер Босумтви (Гана, 6°30′26″ с.ш. 1°24′24″ з.д.), изучаемый в данной работе, является одним из самых молодых (возраст ~1 млн лет) среди известных земных метеоритных кратеров диаметром свыше 10 км [Schmieder, Kring, 2020]. Кратер хорошо изучен геологическими и геофизическими

методами, включая бурение вблизи центрального поднятия кратера [Koeberl et al., 2007].

В данной работе представлены результаты исследования, начальный этап которого описан в работе [Кузьмичева, Иванов, 2020]. Здесь представлен пример комплексного анализа магнитной аномалии над Босумтви, включающего численное моделирование процесса образования кратера, построение модели магнитной аномалии на основании смоделированных параметров ударного сжатия, данных бурения кратера, его морфологии.

ИЗМЕНЕНИЕ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ ПОРОД, ХАРАКТЕРНЫЕ ДЛЯ МЕТЕОРИТНЫХ КРАТЕРОВ

Ударные кратеры характеризуются наличием аномалий физических полей, определяемых совокупностью ударных процессов и послеударной модификации среды. На Земле магнитная аномалия, связанная с кратером, характеризуется пониженным магнитным полем, с отдельными положительными аномалиями, которые часто связаны с центральным поднятием, если оно существует [Pilkington, Hildebrand, 2003].

В настоящее время принято выделять три стадии образования кратерной полости – стадии сжатия, экскавации и модификации [Мелош, 1994]. При высокоскоростном ударе в ударнике и мишени образуются ударные волны, приводящие к испарению, полному разрушению ударника, выбросу его вещества (стадия сжатия), образованию полости в мишени (так называемому промежуточному кратеру, стадия экскавации), которая затем модифицируется в конечный кратер большего диаметра и меньшей глубины с валом (стадия модификации).

Нагретые в результате удара магнитные минералы горных пород земной коры затем остывают ниже температуры Кюри и приобретают термоостаточную намагниченность с величиной, пропорциональной напряженности окружающего магнитного поля [Ugalde et al., 2005]. Уже существующая намагниченность минералов может уменьшиться или исчезнуть под воздействием ударной волны [Ugalde et al., 2005]. Затвердевший расплав и брекчии приобретают повышенную, по сравнению с исходной породой, магнитную восприимчивость и новую остаточную намагниченность [Ugalde et al., 2005]. Существует также динамическая остаточная намагниченность, которая возникает в результате ударов [Храмов и др., 1982]. В результате кратерообразующего удара магнитные свойства поверхности мишени также изменяются за счет выброса грунта и его перемешивания [Ugalde et al., 2005].

Ударное размагничивание пород мишени вызвано прохождением ударной волны при образовании ударного кратера в стадии сжатия и экскавации. Частичное размагничивание происходит уже при давлениях нескольких ГПа [Mohit, Arkani-Hamed, 2004]. Породы мишени, подвергшиеся ударной нагрузке более 3.5 ГПа, в данном моделировании рассматриваются как размагниченные. Эти породы и полость кратера названы “магнитной каверной”. Выбросы приповерхностного вещества, образующие кратерный вал, за счет взаимодействия ударной волны с поверхностью не подвергаются высоким давлениям и поэтому не размагничены, но мы полагаем, что в результате выбрасывания они перемешиваются, их магнитные моменты, обусловленные естественной остаточной намагниченностью, становятся разнонаправленными. В дальнейшем моделировании мы учитываем их индуктивную намагниченность.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ВОЗНИКНОВЕНИЯ КРАТЕРА БОСУМТВИ

Ранее уже были опубликованы несколько работ о моделировании образования кратера Босумтви как для ранней стадии образования тектитов [Artemieva et al., 2004], так и для оценки ударного сжатия образцов из кернов скважин ([Ferriere et al., 2008] и приложения к ней).

Для оценок ударного размагничивания мы провели дополнительные расчеты распределения затухания ударной волны под кратером с использованием кода SALEB [Ivanov, 2005; Ivanov et al., 2010] в приближении вертикального удара. На рис. 1 для иллюстрации показано образование кратера с конечным диаметром по гребню вала порядка 10 км в одном из вариантов моделирования. Для воспроизведения коллапса переходного кратера с образованием центрального поднятия использована модель акустической флюидизации [Melosh, 1979; Melosh, Ivanov, 1999].

Мы сравнили удары со скоростью 10 и 20 км/с для материала мишени с уравнением состояния Тиллотсона и ANEOS [Tillotson, 1962; Pierazzo et al., 1997]. Прочностные свойства гранита, использованные в модели, описаны в работе [Collins et al., 2004]. Пространственное разрешение, определяемое числом ячеек на радиус ударника CPPR (Cells Per Projectile Radius), изменялось от 18 до 30. Изначально мишень находилась в равновесии в вертикальном поле тяжести Земли.

На рис. 2 сравниваются модельные профили конечных кратеров в трех вариантах расчетов (из, примерно, 20 опробованных вариантов) с наиболее удачным воспроизведением профиля ударного кратера. Путем эмпирического подбора параметров модели было достигнута приемлемая повторяемость формы конечного кратера.

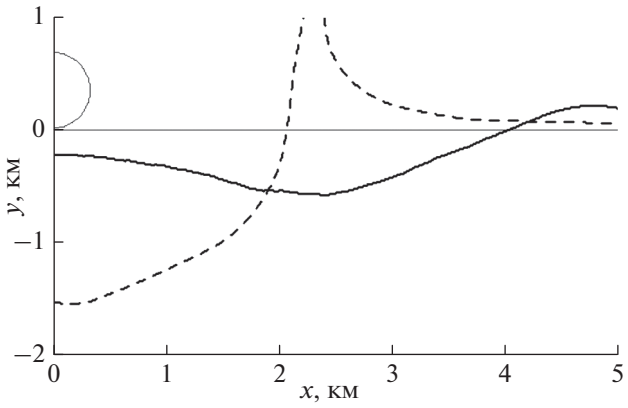


Рис. 1. Общая схема образования сложного кратера при вертикальном ударе. Тонкими линиями показан контур сферического ударника, пунктирной кривой – конур переходной полости кратера (4 с после удара), жирной кривой – финальной профиль сложного кратера с центральным поднятием. Левая вертикальная ось является осью цилиндрической симметрии.

Подгонка параметров модели под наблюдаемую геометрию кратера позволяет надеяться, что и картина распределений максимальных давлений в ударной волне в горных породах под кратером будет близка к наблюдаемой в природном явлении. Для определения положения линий максимального ударного давления применялась стандартная процедура внедрения в каждую счетную ячейку безмассовой частицы-маркера, перемещающейся вместе с окружающим ее материалом через Эйлерову сетку. В момент прохода ударной волны для каждой частицы запоминалось значение максимального ударного давления. После окончания перемещений материала под кратером, значения конечных координат маркеров и записанных в них давлений позволяют строить “изобары” – линии, соединяющие частицы с одинаковым ударным сжатием. На рис. 3 показаны два примера положения изобар в горных породах под финальным кратером.

Как видно на рис. 3, хорошее совпадение профилей модельных кратеров (рис. 2) не гарантирует идеального совпадения изолиний максимального ударного давления в породах под кратером. Однако в целом картина распределения ударных давлений в пространстве довольно постоянна – в центре максимальная глубина пород, испытавших ударное сжатие до 3–3.5 ГПа, составляет около 3 км, а радиус зоны такого давления под дном кратера не превышает 2.5–3 км. Другие расчетные варианты, не показанные на рис. 1–рис. 3, дают похожую картину распределения пород по максимальному давлению в ударной волне при условии нормирования расстояний на размер модельного кратера.

МЕТОД РАСЧЕТА МАГНИТНЫХ АНОМАЛИЙ

Моделирование магнитного поля проводилось путем решения трехмерной задачи магнитостатики

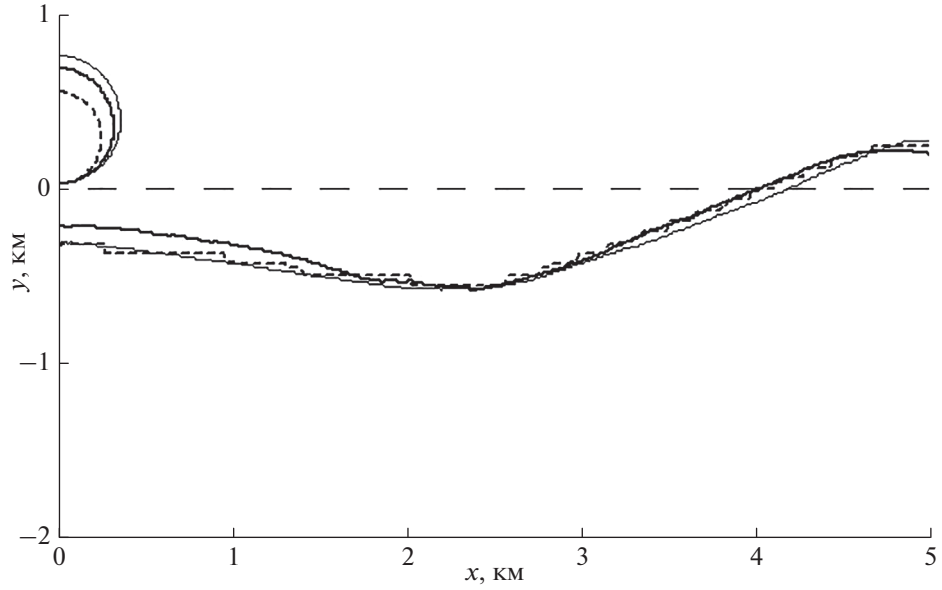


Рис. 2. Профили модельных кратеров, полученные в трех вариантах расчетов: жирная черная кривая – (021) ударник диаметром 0.65 км (CPPR = 27) со скоростью 10 км/с, уравнение состояния ANEOS; (04) тонкая черная кривая – ударник диаметром 0.72 км (CPPR = 30) со скоростью 10 км/с, уравнение состояния Тиллотсона; (03) пунктирная кривая – ударник диаметром 0.5 км (CPPR = 18) со скоростью 20 км/с, уравнение состояния Тиллотсона. Длинный горизонтальный пунктир обозначает изначальный уровень свободной поверхности мишени.

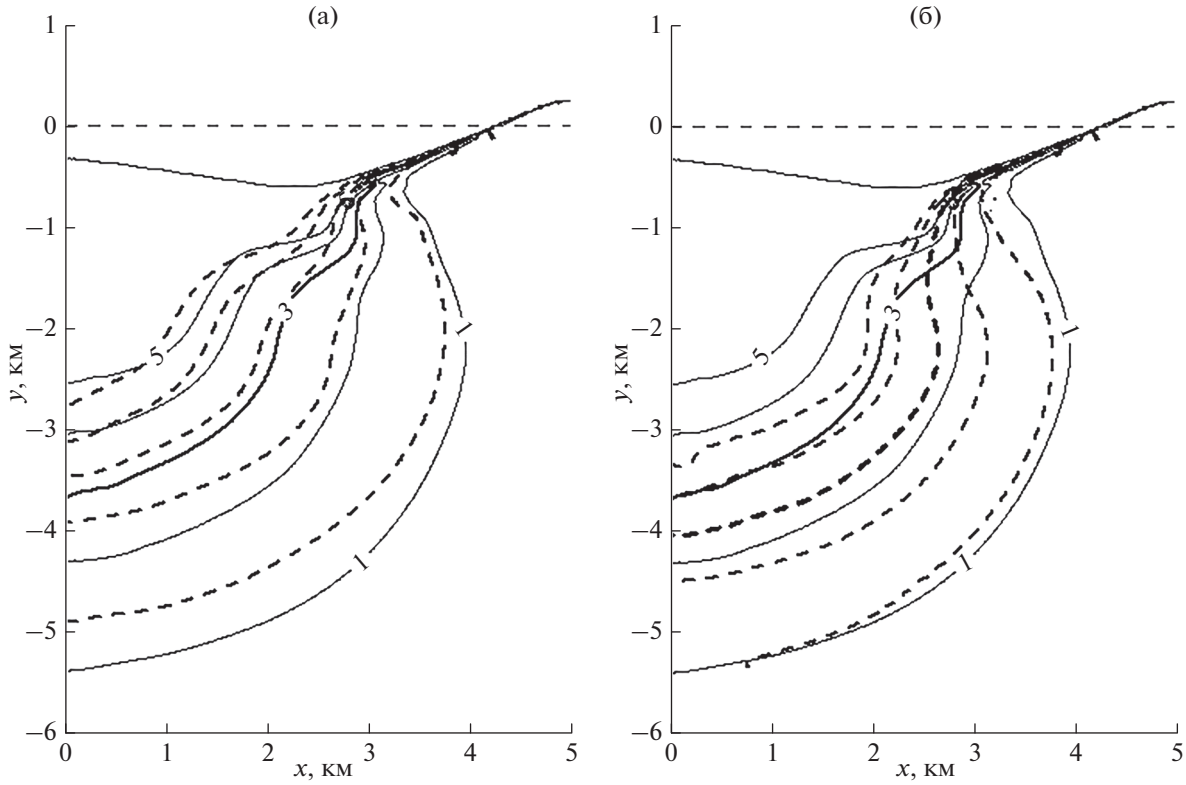


Рис. 3. Изобары максимального давления под модельными кратерами: (а) – уравнение состояния Тиллотсона, сплошные кривые – скорость удара 10 км/с, пунктирные кривые – скорость удара 20 км/с; (б) – удары со скоростью 10 км/с по мишени с уравнением состояния Тиллотсона (сплошные кривые) и ANEOS (пунктирные кривые). Подробнее профили кратеров показаны на рис. 2. Жирными кривыми показан уровень ударного давления 3 ГПа. Показаны изобары с записанным давлением 1, 2, 3, 4 и 5 ГПа.

[Ландау, Лившиц, 1988] на ортогональной сетке, где среда рассматривалась как набор магнитных диполей с известными свойствами. Индукция магнитного поля рассчитывалась по формуле для точечного диполя (например, [Oliveira et al., 2017], формула 3). В работе [Oliveira et al., 2017] подход, подобный нашему, использовался для исследования магнитного поля коры Луны. Для моделирования магнитных аномалий кратеров он ранее не применялся. Если размеры параллелепипедов, на которые разбита среда, малы по сравнению с расстояниями, на которых вычисляется поле, то можно пренебречь эффектом перемагничивания. Перемагничивание подразумевает влияние магнитного поля одной части индуктивно намагниченного тела на другую. Ортогональная сетка дает возможность описывать топологию кратера. Этот подход отличается от подхода, использованного в работах [Plado et al., 1999; 2000; Ugalde et al., 2007], основанного на определении интегральных характеристик источников [Страхов, 1956]. В данной работе для определения магнитной аномалии сначала рассчитывалась картина магнитного поля мишени без кратера, затем – картина магнитного поля после образования кратера, разница этих полей описывалась как аномалия магнитного поля, связанная с кратером. Для описания морфологических особенностей кратера таких, как центральная горка и кратерный вал, требуется использовать более мелкую сетку, чем та, что использовалась в расчетах в работе [Кузьмичева, Иванов, 2020].

МОДЕЛЬ КРАТЕРА БОСУМТВИ ДЛЯ РАСЧЕТА МАГНИТНОЙ АНОМАЛИИ

В месте, где расположен Босумтви, наклонение геомагнитного поля составляет −12.0, склонение геомагнитного поля равно −6.0, величина поля равна 32500 нТ. Соответственно, компоненты геомагнитного поля равны: B_x = 31600 нТ, B_y = = −3320 нТ, B_z = −6760 нТ. Магнитная восприимчивость породы мишени была выбрана равной 10^{-4} SI [Kontny et al., 2007], при исследовании влияния неоднородности мишени на магнитную аномалию она варьировалась, остаточная намагниченность не учитывалась. В качестве мишени был выбран прямоугольный параллелепипед с размером 30 × 20 км в основании и высотой 4 км, также проводились расчеты для мишеней меньшего

размера. Профиль магнитной каверны построен по изобарам максимального давления 3–4 ГПа (рис. 3, левая панель). Глубина ее составляет 2.9 км, радиус на поверхности мишени равен 4 км. Предполагалось, что остаточная и индуктивная намагниченности пород внутри каверны равны нулю.

В 2004 г. было проведено бурение кратера Босумтви в рамках программы ICDP [Koeberl et al., 2007]. Картины магнитного поля приведены в работах [Plado et al., 2000; Ugalde et al., 2007]. Данные по бурению [Elbra et al., 2007; Kontny et al., 2007] были использованы для построения модели для расчета магнитной аномалии.

Скважина LB-08A была пробурена сквозь озерные отложения в центральное поднятие кратера, скважина LB-07A – в углубление вокруг центрального поднятия. Расположение скважин LB-07A и LB-08A, в частности, показано на рис. 20 в работе [Koeberl et al., 2007], скважина LB-08A находится ближе к центру кратера. В работе [Kontny et al., 2007] сообщалось, что слой импактитов начинался с глубин 255 и 347 м, скважины доходили до глубин 447 и 539 м. В среднем, этот слой характеризуется магнитной восприимчивостью $10^{-4}...10^{-3}$ SI, термоостаточной намагниченностью $10^{-2}...10^{-1}$ А/м с преобладающей нормальной полярностью, числом Кенигсбергера порядка 2–3. На глубине 376 м в скважине LB-07A был также выделен слой мощностью примерно 2 м с высоким значением остаточной намагниченности, равной 1–43 А/м.

При моделировании мы задавали одинаковые магнитные свойства вещества в слое импактитов, типичные для образцов керна, извлеченного из скважин. Образцы из скважин имели размеры порядка 10 см. Хотя сами скважины были разнесены на расстояние около километра, образцы имели сходные петрофизические и магнитные свойства (за исключением высокомагнитных импактитов), поэтому такое допущение оправданно.

В данной работе при построении модели кратера Босумтви для расчета магнитной аномалии, огрубляя данные по магнитным свойствам образцов, мы выделили импактиты I и II. Породы, которые обозначены как импактиты I, были идентифицированы в обеих скважинах, импактиты II, с более высокой намагниченностью, были найдены только в скважине LB-07A. Слой импактитов I геометрически описывался как цилиндр и центральная горка, а слой импактитов II – как цилиндрическое кольцо. Также рассматривалось влияние кратерного вала, состоящего из пород мишени. Размеры были выбраны на основе данных по бурению и результатов численного моделирования. Они приведены в таблице. Выбранные размеры слоев обоих видов импактитов достаточно условны. Расположение и размеры магнитной каверны, слоев импактитов, центрального поднятия

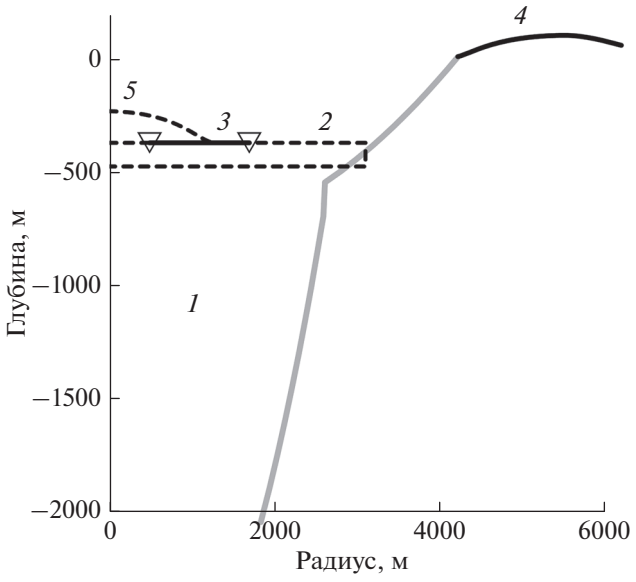


Рис. 4. Вертикальный разрез модели кратера, используемой для расчета магнитной аномалии: *1* – магнитная каверна (отделена от пород мишени серой кривой), нижняя ее часть не показана; *2* – слой импактитов I (выделен пунктиром); *3* – слой импактитов II (показан жирной черной линией с треугольниками); *4* – кратерный вал (черная кривая), сложен породами мишени; *5* – центральная горка (пунктирная кривая), сложена импактитами I.

и кратерного вала показаны на рис. 4. В расчетах на приведенные фигуры накладывается довольно крупная ортогональная сетка, геометрические формы огрубляются. В таблице приведена естественная термоостаточная намагниченность пород. Расположение пород мишени и слоев импактитов в таблице описывается глубиной залегания и мощностью. Глубина залегания определяет положение самого верхнего слоя породы, мощность слоя отсчитывается от него в глубину, величина мощности приведена в скобках. Кратерный вал и центральная горка описываются местоположением основания (в таблице приводится глубина залегания основания) и высотой морфологического образования такого, как вал и центральная горка, которая отсчитывается от основания вверх, высота заключена в скобки.

Так как Босумтви – молодой кратер, то направление магнитных моментов импактитов I и II, вызванных остаточной намагниченностью, выбрано таким же, как у пород мишени, т.е. по локальному геомагнитному полю.

РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ МАГНИТНОЙ АНОМАЛИИ

На рис. 5 показаны аномалии, вызванные магнитной каверной (слева) и кратерного вала (справа). Аномалия поля, создаваемая магнитной ка-

Таблица 1. Физические свойства и размеры слоев пород мишени и кратера

Среда	Магнитная восприимчивость, ед. SI	Естественная термоостаточная намагниченность, А/м*	Глубина залегания, мощность или высота, м	Наклонение, склонение, град	Форма, размеры, км
Породы мишени	10^{-4}	0	0 (3850)	−12, −6	Прямоугольный параллелепипед: 30 × 20 × 4
Магнитная каверна	0	0	0 (2900)	Не используется	По форме размагниченной области, максимальный радиус: 4.0
Импактиты I	0	0.037	−375 (100)	−12, −6	Прямой круговой цилиндр, радиус: 3.1
Импактиты II	0	3	−375 (3)	−12, −6	Цилиндрическое кольцо, внутренний радиус: 0.5, внешний радиус: 1.7
Кратерный вал 4	10^{-4}	0	0 (140), высота	−12, −6	Кольцевой. Профиль по высоте задан кривой *4*
Центральная горка	0	0.037	−375 (140), высота	−12, −6	Основание – круг с радиусом 1.4, профиль по высоте задан кривой *5*

Примечание: *число Кенигсбергера для исходных пород мишени меньше 1, поэтому на данном этапе моделирования мы не учитывали остаточную намагниченность, которая предполагалась нулевой. Для импактитов число Кенигсбергера в несколько раз больше 1, поэтому, проводя моделирование, мы не учитывали влияния индуктивной намагниченности, и она показана в таблице как нулевая.

верной, эквивалентна аномалии, создаваемой намагниченным телом с отрицательным магнитным моментом, величина и направление которого определяются локальным геомагнитным полем и магнитной восприимчивостью пород мишени. Чем больше восприимчивость, тем сильнее выражена аномалия. Величина и вид магнитной аномалии зависят от высоты наблюдения [Кузьмичева, Иванов, 2020].

Магнитная аномалия, образованная магнитной каверной сложного кратера, в основном, отрицательная. Центр кратера находится в точке с координатами 0.0. Аномалия по уровню −2 нТ лежит в пределах диаметра кратера. Картина аномалии приведена для высоты 140 м над первоначальным уровнем поверхности, в которую ударило падающее космическое тело. Расчеты показали [Кузьмичева, Иванов, 2020], что основной вклад в аномалию вносят верхние 300 м. Учет влияния кратерного вала добавляет положительную аномалию по окружности кратера, мало влияя на величину аномалии в центре кратера. Если за счет эрозии исчезает кратерный вал и намагниченные импактиты, находящиеся внутри кратера, то остаточная аномалия будет отрицательной, как было показано в работе [Plado et al., 1999].

На рис. 6 представлены результаты расчета магнитной аномалии Босумтви с учетом влияния магнитной каверны, центрального поднятия, слоев импактитов, кратерного вала. Слева показана картина магнитной аномалии на высоте 140 м над уровнем мишени, справа – на диаметре в направлении юг–север на высоте 70 м. Значения измерений аномалии магнитного поля кратера Босумтви на диаметре юг–север были представлены на рис. 3 в работе [Ugalde et al., 2007]. На рис. 6 справа показаны отсканированный график величины магнитной аномалии, полученной в результате измерений (сплошная серая кривая), расчетная кривая (сплошная черная кривая) и расчетная кривая из работы [Кузьмичева, Иванов, 2020] (пунктирная черная кривая).

Центральное поднятие и слои импактитов создают мелкомасштабные аномалии внутри диаметра кратера. Результаты, описываемые сплошной черной кривой, получены на более мелкой

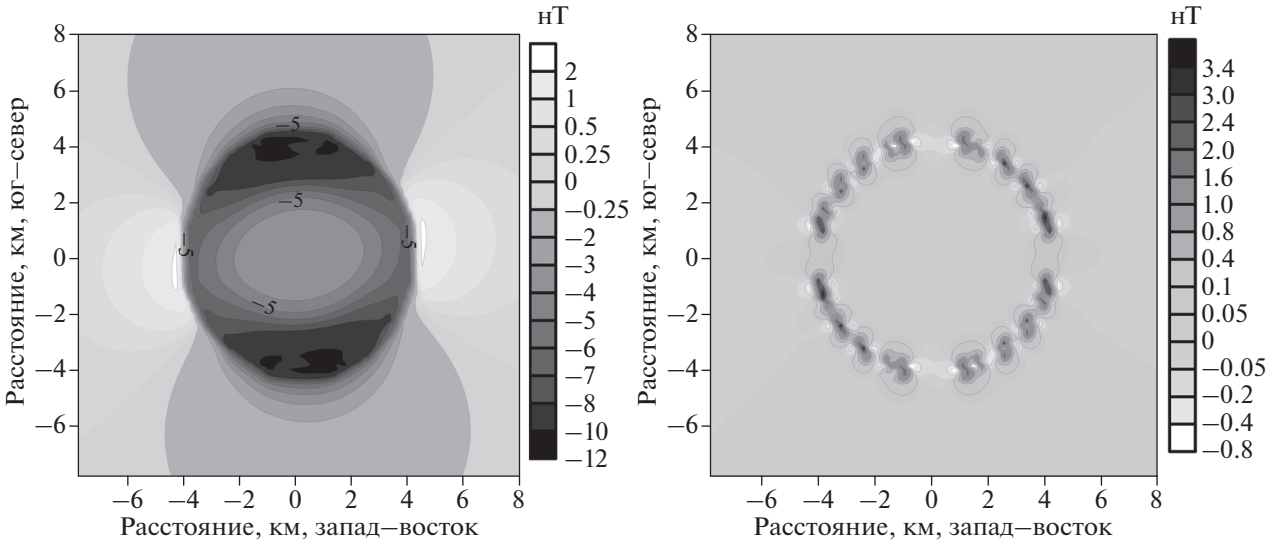


Рис. 5. Магнитные аномалии (нТ) на высоте 140 м: магнитной каверны – слева, кратерного вала – справа.

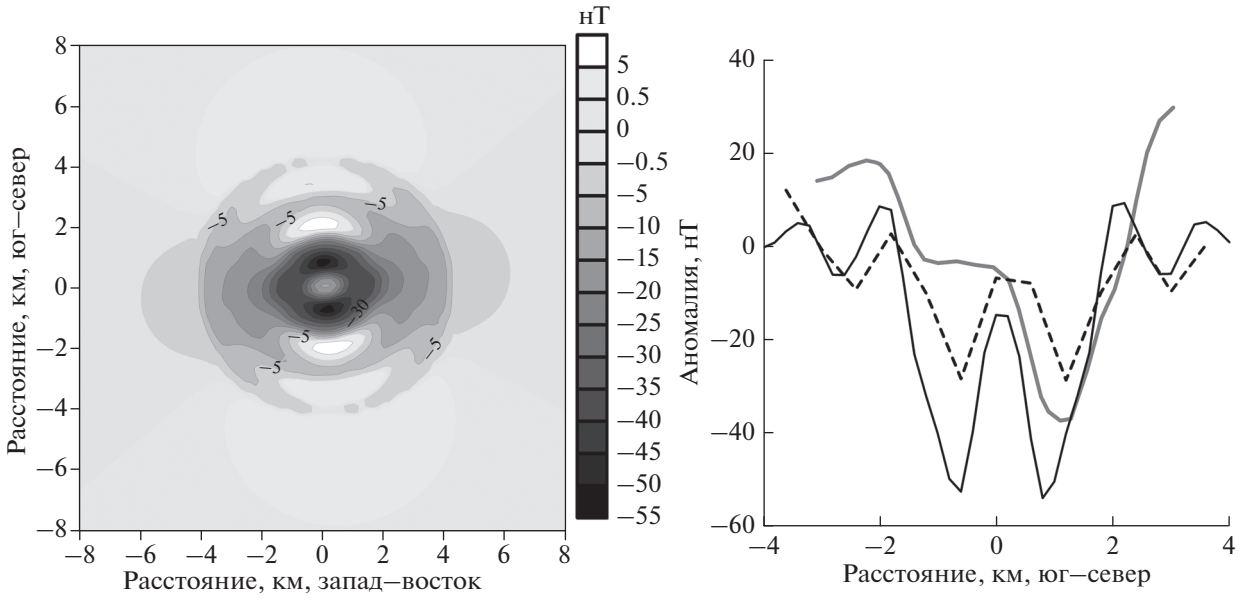


Рис. 6. Магнитные аномалии (нТ), полученные с учетом влияния магнитной каверны, центрального поднятия, слоев импактитов, кратерного вала и данных измерений. Слева – общий вид магнитной аномалии на высоте 140 м над уровнем мишени, справа – значения аномалий на высоте 70 м вдоль диаметра в направлении юг–север. Сплошная серая кривая – данные измерений, сплошная черная кривая – результат численного моделирования, пунктирная черная кривая – результат моделирования из работы [Кузьмичева, Иванов, 2020].

сетке, чем величины, представленные пунктирной кривой, при дальнейшем дроблении сетки они уже мало меняются. Учет формы центрального поднятия (сплошная черная кривая) не оказал существенного влияния на величину аномалии по сравнению с предыдущей работой (пунктирная черная кривая). При проведении расчетов фоновое поле, создаваемого породами мишени, составляло примерно 20 нТ (предельное значение). При уменьшении задаваемых размеров мишени, поле уменьшалось, но вариации фонового поля не оказывают влияния на величину аномалий.

Амплитуды измеренной магнитной аномалии (серая сплошная кривая, рис. 6 справа) составляют несколько десятков нТ, что близко к тому, что получается в результате моделирования. Общий ход кривых (минимум с локальным максимумом в центре) довольно близок. Пространственное рас-

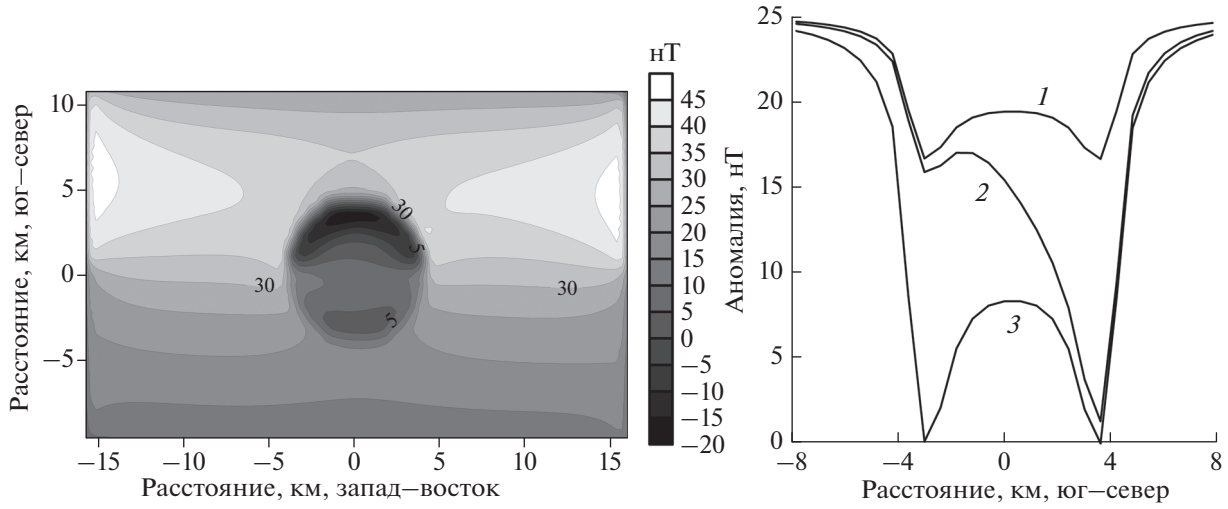


Рис. 7. Аномалия магнитной каверны (нТ) в неоднородной мишени 1 с повышенной магнитной восприимчивостью 3×10^{-4} SI в положительной полуплоскости координаты *y* вместе с полем мишени на высоте 70 м (левая панель). Справа – значения аномалий магнитной каверны на диаметре юг–север на высоте 70 м. Кривая *1* получена для однородной мишени с магнитной восприимчивостью 10^{-4} SI; кривая *2* – для неоднородной мишени 1 с повышенной магнитной восприимчивостью 3×10^{-4} в положительной полуплоскости координаты *y*; кривая *3* – для мишени 2, где области с разными восприимчивостями (3×10^{-4} слева, 10^{-4} справа) разделены наклонной линией в соответствии с геологической картой местности вокруг кратера Босумтви [Koeberl et al., 2007].

положение максимумов и минимумов вдоль диаметра на экспериментальной кривой соответствует магнитной аномалии, вызываемой импактитами. При выделении аномалии из данных измерений определение фонового поля является нетривиальной задачей для геофизиков и может вносить ошибку в приводимые величины. Поэтому мы допускаем, что экспериментальная кривая на рис. 6 завышена и должна быть смещена вниз примерно на 15–20 нТ, т.е. на величину, близкую к расчетному фоновому полю, чтобы выходить на ноль при отрицательных значениях координаты *x*.

Несимметричность экспериментальной кривой может быть вызвана неоднородностью пород мишени [Plado et al., 2000], которая не учитывалась при моделировании в работе [Кузьмичева, Иванов, 2020]. Результаты исследования влияния неоднородности мишени на магнитную аномалию кратера представлены на рис. 7 и рис. 8. Было проведено моделирование аномалии, вызванной магнитной каверной в неоднородных мишенях 1 и 2. В расчете, результаты которого приведены на рис. 7 (левая панель), породы мишени 1, расположенные в полуплоскости положительных значений координаты *y*, имели магнитную восприимчивость в 3 раза большую, чем породы в полуплоскости отрицательных значений *y*. Чтобы лучше продемонстрировать неоднородность мишеней, на рис. 7 и рис. 8 слева показаны аномалии магнитного поля совместно с полем мишени. На рис. 8 (слева) показана аномалия магнитной каверны, рассчитанная для неоднородной мишени 2. Магнитная восприимчивость пород мишени 2 в области снизу и справа за наклонной линией в три раза меньше, чем в остальной области. Такое расположение пород в первом приближении моделирует геологическую карту местности вокруг кратера Босумтви (рис. 4 из работы [Koeberl et al., 2007]), где показано наличие метаосадочных и метавулканических пород. Линия раздела проходит в стороне от кратера. На правой панели рис. 7 показаны аномалии магнитной каверны на диаметре юг–север, рассчитанные для однородной мишени с магнитной восприимчивостью 10^{-4} SI (рис. 5 слева), кривая *1*, для неоднородной мишени 1 (рис. 7 слева), кривая *2*, для неоднородной мишени 2 (рис. 8, слева), кривая *3*. Неоднородность мишени 2 не оказывает влияния на величину аномалии на диаметре юг–север. У кривой *2* нарушена симметричность вследствие нахождения неоднородности в области кратера.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Как правило, породы, возникшие в результате удара и/или содержащие застывший ударный расплав, обладают высокой остаточной намагниченностью, и именно они считаются источником магнитной аномалии. Намагниченность сильно зависит от состава пород мишени, наличия минералов, содержащих железо, размера ферромагнитных зерен. Для кратера Босумтви до старта программы бурения ICDP были получены оценки ожидаемого количества застывшего расплава в виде линз или обогащенного расплавом зювита [Plado et al., 2000] и проведено численное модели-

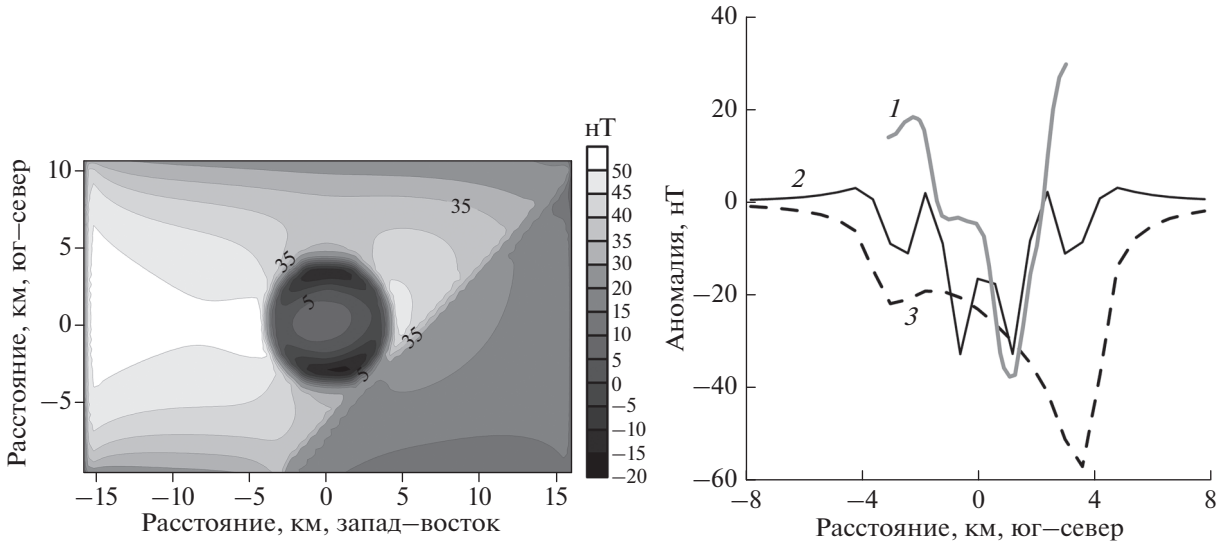


Рис. 8. Аномалия магнитной каверны (нТ) в неоднородной мишени 2 вместе с полем мишени на высоте 70 м, где области с разными восприимчивостями, 3×10^{-4} (слева и сверху), 10^{-4} (справа и снизу), разделены наклонной линией в соответствии с геологической картой местности вокруг кратера Босумтви [Koeberl et al., 2007], (левая панель). Справа – значения магнитных аномалий на диаметре юг–север на высоте 70 м. Сплошная серая кривая *1* – данные измерений, сплошная черная кривая *2* – результат моделирования магнитной аномалии кратера, пунктирная черная кривая *3* – аномалия магнитной каверны в неоднородной мишени 1.

рование [Artemieva et al., 2004], в результате которого было получено распределение расплава в кратере. В работе [Plado et al., 2000] проводилось прямое моделирование магнитной аномалии, вызванное высокомагнитным телом внутри кратера, предположительно породами, содержащими затвердевший ударный расплав, однако в ходе последующего бурения достаточного объема таких пород обнаружено не было.

В работе [Ugalde et al., 2007] решалась обратная задача: с использованием данных магнитной съемки высокого разрешения на поверхности озера Босумтви, данных гравитационной съемки, данных сейсмических исследований. Была предложена 3d-модель источников магнитной аномалии, в которой предполагалось наличие магнитного источника в северо-восточной части кратера, вдали от пробуренных скважин. Как и в работе [Plado et al., 2000], в работе [Ugalde et al., 2007] был сделан вывод, что существуют нераскрытые источники магнитной аномалии с намагниченностью большей, чем была обнаружена в выходах импактитов. Авторы работы [Ugalde et al., 2007] предположили, что источники магнитной аномалии связаны не с наличием пород, содержащих затвердевший расплав, а с особенностями пород мишени, на которых был образован кратер.

Для кратера Босумтви типичны источники магнитных аномалий, характерные для всех сложных кратеров. К ним можно отнести наличие “магнитной каверны”, включающей размагниченное вещество и полость в мишени, образовавшуюся в ходе выброса вещества и модификации кратера, наличие импактитов, обладающих повышенной намагниченностью, кратерный вал. Величину аномалии определяют приповерхностные источники в большей степени, чем заглубленные, поэтому отрицательная аномалия, связанная с “каверной”, близка к размеру кратера. Положительные аномалии, связанные с импактитами, расположены внутри кратера. На вид магнитной аномалии должны влиять изменения морфологии кратера за счет эрозии [Plado et al., 1999], когда из-за исчезновения кратерного вала и центрального поднятия проявляется отрицательная аномалия, связанная с магнитной каверной.

С точки зрения моделирования вклада импактитов важны их магнитные свойства, глубина залегания, размеры занимаемой области, особенно в приповерхностной части. Аномалию определяет эквивалентный магнитный момент намагниченных тел, что, в частности, показало моделирование магнитной аномалии с учетом центрального поднятия. Полученные результаты близки к тому, что было получено для диска импактитов примерно той же мощности на той же глубине залегания [Кузьмичева, Иванов, 2020]. По результатам моделирования, представленным в данной работе, мы считаем, что положительная магнитная аномалия в кратере Босумтви порождается намагниченными импактитами в виде зювитов, которые вызывают аномалию, подобную аномалии когерентного слоя застывшего ударного расплава. К примеру, при моделировании магнитной

аномалии кратера Босумтви, вызванной породами, содержащими застывший ударный расплав, в работе [Plado et al., 2000] предполагалось, что верхний слой расплава занимает область в несколько км^2, имеет толщину 50 м, термоостаточную намагниченность 0.367 А/м, магнитную восприимчивость 33×10^{-4} SI. Магнитные свойства и форма, которую принимал объем расплава, подбирались так, чтобы наилучшим образом воспроизвести магнитную аномалию. И хотя при глубоком бурении слой затвердевшего расплава не был обнаружен, в скважине LB-07A был выявлен слой магнитных импактитов с термоостаточной намагниченностью в диапазоне 1...43 А/м мощностью несколько метров [Kotny et al., 2007]. Магнитный момент такого слоя эквивалентен магнитному моменту слоя затвердевшего расплава, предложенного в работе [Plado et al., 2000].

Использующиеся в геологической практике методы выделения магнитных аномалий ориентированы на выделения аномалий от рудных тел, залегающих под поверхностью. В этом случае аномалии, вызываемые морфологическими поверхностными элементами, рассматриваются как помехи, их стараются исключить. Результаты моделирования показывают (рис. 5), что наличие кратерного вала изменяет общую картину аномалии, однако не проявляется в центре кратера. В окрестности кратерного вала, доступной для изучения, были также найдены выходы зювитов, что может увеличить магнитную аномалию. В дальнейшем предполагается учесть влияние выходов зювитов на поверхности кратерного вала [Koeberl et al., 2007].

Кривые, приведенные на рис. 8 справа, дают возможность сделать предположения об источниках магнитных аномалий кратера Босумтви. Масштаб, расположение максимумов и минимумов на экспериментальной кривой более или менее соответствует аномалии, вызываемой импактитами. Глубинное бурение проводилось в северной части кратера, мы не знаем точно, что находится в южной части. В работе [Koeberl et al., 2007] сообщалось о гранитоидных дайках в месте расположения кратера. Возможно, что неоднородные по составу породы мишени находятся ближе к центру кратера, и тогда они могут влиять на симметричность аномалии. Авторы полагают, что форма кривой имеет большее значение, чем значения величины амплитуд.

Новый метод моделирования магнитных аномалий, предложенный в работе [Кузьмичева, Иванов, 2020] и использованный в данной статье, прост в реализации, он позволяет учесть влияние морфологии кратера на магнитную аномалию. Полученные этим методом результаты хорошо согласуются с результатами, полученными традиционным методом [Plado et al., 1999].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено моделирование образования кратерной полости и области размагниченного под действием ударной волны вещества при возникновении и модификации сложного кратера на примере кратера Босумтви, называемой здесь “магнитной каверной”. Показано, что форма “магнитной каверны” зависит от принятого в расчетах уравнения состояния, так же как и от параметров ударника при одинаковых размерах возникшего кратера.

Показано, что с “магнитной каверной” связана отрицательная магнитная аномалия на уровне мишени, совпадающая, в основном, с размерами кратера. Абсолютная величина аномалии тем больше, чем больше намагниченность пород мишени. Верхняя часть “каверны” оказывает наиболее сильное влияние на величину поверхностной аномалии в силу близости к измерительным приборам. Неоднородность магнитных свойств пород мишени вызывает несимметричность аномалии.

Показано, что кратерный вал оказывает влияние на вид магнитной аномалии, но не в центре кратера, где основное влияние оказывают импактиты, залегающие в том числе и в центральной горке.

Тот факт, что при бурении вблизи центра Босумтви не было обнаружено когерентного слоя затвердевшего расплава, но были найдены импактиты с высокой остаточной намагниченностью, может служить подтверждением связи положительной магнитной аномалии с импактитами.

Сравнение экспериментальной кривой с результатами моделирования указывает на необходимость уточнения геологической карты в районе кратера, так как несимметричность магнитной аномалии указывает на неоднородность несущих пород.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают глубокую признательность рецензентам за внимательный разбор рукописи и ценные предложения по ее улучшению. Авторы попытались максимально учесть замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Кузьмичева М.Ю., Иванов Б.А. Моделирование магнитной аномалии, связанной со сложным кратером, на примере кратера Босумтви // Астрон. Вест. 2020. Т. 54. № 5. С. 1–13.

Ландау Л.Д., Лившиц Е.М. Теоретическая физика: теория поля, том 2. М.: Физматлит. 2018. 508 с.

Мелош Г. Образование ударных кратеров: геологический процесс. М.: Мир. 1994. 336 с.

Страхов В.Н. Определение некоторых основных параметров намагниченных тел по данным магнитных наблюдений // Изв. АН СССР: Сер. Геофиз. 1956. № 2. С. 144–156.

Храмов А.Н., Гончаров Г.И., Комиссарова Р.А. и др. Палеомагнитология / Под ред. Храмова А.Н. Л: Недра. 1982. 312 с.

Artemieva N., Karp T., Milkereit B. Investigating the Lake Bosumtwi impact structure: Insight from numerical modeling // Geochem., Geophys., Geosyst. 2004. V. 5. № 11. P. 1–20.

Collins G.S., Melosh H.J., Ivanov B.A. Modeling damage and deformation in impact simulations // Meteorit. Planet. Sci. 2004. V. 39 № 2. P. 217–231.

Elbra T., Kontny A., Pesonen L.J., Schleifer N., Schell C. Petrophysical and paleomagnetic data of drill cores from the Bosumtwi impact structure, Ghana // Meteorit. Planet. Sci. 2007. V. 42. № 4–5. P. 829–838.

Ferriere L., Koeberl C., Ivanov B.A., Reimold W.U. Shock metamorphism of Bosumtwi impact crater rocks, shock attenuation, and uplift formation // Science. 2008. V. 322. № 5908. P. 1678–1681.

Ivanov B.A. Numerical modeling of the largest terrestrial meteorite craters // Sol. Syst. Res. 2005. V. 39. P. 381–409.

Ivanov B.A., Melosh H.J., Pierazzo E. Basin-forming impacts: Reconnaissance modeling. GSA Special Papers 465 / Eds. R.L. Gibson, W.U. Reimold. 2010. P. 29–49.

Koeberl C., Milkereit B., Overpeck J.T., Scholz C.A., Amoako P.Y.O., Boamah D., Danuor S., Karp T., Kueck J., Hecky R.E., King J.W., Peck J.A. An international and multidisciplinary drilling project into a young complex impact structure: The 2004 ICDP Bosumtwi Crater Drilling Project – An overview // Meteorit. Planet. Sci. 2007. V. 42. P. 483–511.

Kontny A., Elbra T., Just J., Pesonen L.J., Schleicher A.M., Zolk J. Petrography and shock-related remagnetization of pyrrhotite in drill cores from the Bosumtwi Impact Crater Drilling Project, Ghana // Meteorit. Planet. Sci. 2007. V. 42. № 4–5. P. 811–827.

Melosh H.J. Acoustic fluidization – A new geologic process // J. Geophys. Res. 1979. V. 84. № B13. P. 7513–7520.

Melosh H.J., Ivanov B.A. Impact Crater Collapse // Annu. Rev. Earth Planet. Sci. 1999. V. 27. P. 385–415.

Mohit P.S., Arkani-Hamed J. Impact demagnetization of the martian crust // Icarus. 2004. V. 168. № 2. P. 305–317.

Oliveira J.S., Wieczorek M.A., Kletetschka G. Iron Abundances in Lunar Impact Basin Melt Sheets From Orbital Magnetic Field Data // J. Geophys. Res.: Planets. 2017. V. 122. P. 2449–2444.

Pierazzo E., Vickery A.M., Melosh H.J. A reevaluation of impact melt production // Icarus. 1997. V. 127. P. 408–423.

Pilkington M., Hildebrand A.R. Transient and disruption cavity dimensions of complex terrestrial impact structures derived from magnetic data // Geophys. Res. Lett. 2003. V. 30. № 21. P. 2087–2990.

Plado J., Pesonen L., Puura V. Effect of erosion on gravity and magnetic signatures of complex impact structures: Geophysical modeling and applications. Special Paper 339: Large Meteorite Impacts and Planetary Evolution II / Eds. B.O. Dressler, V.L. Sharpton. 1999. P. 229–239.

Plado J., Pesonen L.J., Koeberl C., Elo S. The Bosumtwi meteorite impact structure, Ghana: A magnetic model // Meteorit. Planet. Sci. 2000. V. 35. № 4. P. 723–732.

Schmieder M., Kring D. Earth's Impact Events Through Geologic Time: A List of Recommended Ages for Terrestrial Impact Structures and Deposits // Astrobiology. 2020. V. 20. P. 1–51.

Spohn T. Physics of Terrestrial Planets and Moons: An Introduction and Overview. Treatise on Geophysics (Second Edition) / Ed. G. Schubert. 2015. P. 1–22.

Tillotson J.H. Metallic equations of state for hypervelocity impact. General Atomic Report GA-3216. 1962. 141 p.

Ugalde H., Morris W.A., Pesonen L.J., Danuor S.K. The Lake Bosumtwi meteorite impact structure, Ghana – Where is the magnetic source? // Meteorit. Planet. Sci. 2007. V. 42. № 4–5. P. 867–882.

Ugalde H.A., Artemieva N., Milkereit B. Magnetization on impact structures- Constrains from numerical modeling and petrophysics. Special Paper 384: Large Meteorite Impacts III / Eds. T. Kenkmann, F. Hörz, A. Deutsch. 2005. P. 25–42.

Wieczorek M.A. Strength, Depth, and Geometry of Magnetic Sources in the Crust of the Moon From Localized Power Spectrum Analysis // J. Geophys. Res.: Planets. 2018. V. 123. P. 291–316.

Modeling the Magnetic Anomaly of the Bosumtwi (Ghana) Complex Meteorite Crater by Taking into Account the Impact Demagnetization and Morphological Features

M. Yu. Kuzmicheva[a], * and B. A. Ivanov[a], **

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

**e-mail: mukuzmgm@gmail.com*

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

The formation of impact craters on the Earth's surface is accompanied by the effect of shock waves on rocks. The shock wave compression results in rocks heating up to the point of melting and evaporation during unloading. The direct mechanical action of shock compression and residual heating change the magnetic properties of rocks. Geophysical modeling is used to determine the sources of the magnetic anomaly by interpret-

ing the fields measured on the surface, but such modeling does not take into account the impact demagnetization of rocks. This work gives an example of analysis of the magnetic anomaly over the well-studied Bosumtwi crater (Ghana, 10.5 km diameter, 1 million years old), including the numerical modeling of the crater formation process and the construction of a magnetic anomaly model based on the simulated shock compression parameters and crater drilling data. It is shown that the morphological features of the crater – the crater rim and the central uplift – form positive magnetic anomalies around and inside the crater.

Keywords: numerical modeling, Bosumtwi meteorite crater, magnetic anomaly

ФИЗИКА ЗЕМЛИ, 2021, № 5, с. 254–266

УДК 622.271:551.558.1:004.94

ДИНАМИКА ВЫБРОСОВ МЕЛКОДИСПЕРСНЫХ ЧАСТИЦ В ОТКРЫТЫХ ГОРНОРУДНЫХ КАРЬЕРАХ

© 2021 г. В. М. Хазинс[1], *, В. В. Шувалов[1], **, С. П. Соловьев[1], ***

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

**E-mail: khazins@idg.chph.ras.ru*

***E-mail: shuvalov@idg.chph.ras.ru*

****E-mail: soloviev@idg.chph.ras.ru*

Поступила в редакцию 15.02.2021 г.
После доработки 29.03.2021 г.
Принята к публикации 01.04.2021 г.

Массовые промышленные взрывы на протяженных уступах открытых карьеров – наиболее эффективный способ дробления горной породы. Подобные взрывы сопровождаются подъемом газопылевого облака. С помощью трехмерных численных экспериментов исследуется взаимодействие всплывающих газопылевых облаков, образующихся при проведении на горнорудных открытых карьерах трех, пяти и множества линейно распределенных взрывов. Рассматривается как начальная стадия образования горячего разреженного пылегазового облака после разлета продуктов детонации, так и последующее всплытие термиков под действием сил плавучести. Получены зависимости высоты подъема и размеров газопылевых облаков от расстояния между соседними взрывами.

Ключевые слова: геоэкология, горнорудные карьеры, тротиловые взрывы, частицы пыли, численное моделирование.

DOI: 10.31857/S0002333721050100

1. ВВЕДЕНИЕ

Один из важных процессов добычи полезных ископаемых на горнорудных открытых карьерах связан с взрывной отбойкой горной массы. Вследствие дробления горной породы взрывом этот процесс сопровождается интенсивной эмиссией в атмосферу продуктов детонации и частиц и последующим их переносом ветром на значительные расстояния, что оказывает негативное воздействие на состояние окружающей среды [Patra et al., 2016]. Взрывные работы являются одним из основных источников твердых частиц на карьерах [Бересневич и др., 1990; Roy et al., 2010; Адушкин и др., 2000; Fişne et al., 2011; Monjezi et al., 2009]. Существенный вклад в объем выбрасываемых частиц вносит использование взрывных технологий, связанных с почти одновременным подрывом системы линейно расположенных на борту карьера зарядов ВВ (взрывчатых веществ), в том числе и достаточно мощных. По оценкам, более 50% общего количества твердых частиц, выбрасываемых в приземный слой атмосферы при разработке полезных ископаемых на открытых карьерах, приходится на долю подобного вида множественных взрывов, так называемых массовых взрывов [Адушкин и др., 2010]. В 1959 г. на Высокогорском ГОКе (горно-обогатительном комбинате) в скважины общей длиной 10 км поместили 190 т аммонита [Кутузов, 2008]. Взрывом было отбито более 400 тыс. т руды. В декабре 2020 г. на Лебединском ГОКе в карьер заложили в 1643 скважины 1943 тонны промышленного взрывчатого вещества[1]. Количество взрывов с суммарной массой более 500 т в период 1997–1999 гг. на Лебединском ГОКе составило в среднем 25 взрывов в год [Адушкин и др., 2000]. В 2015 г. на Лебединском ГОКе был проведен массовый взрыв с расходом ВВ 3155.2 т, а объем отбитой горной массы составил 2855 тыс. м^3 [Угаров и др., 2017]. При этом массовые взрывы на карьерах проводятся один раз в месяц. Грубая оценка годового объема отбитой горной массы на Лебединском ГОКе дает значение 34×10^6 м^3, а оценка массы взрывчатых веществ, использованных за год, составляет $\sim 37.9 \times 10^6$ кг. По данным статистических отчетов общие выбросы твердых частиц в атмосферу от всех регистрируемых источников на Лебединском ГОКе составили в 2017 г. – 6.28×10^6 кг, а в 2018 г. – 7.05×10^6 кг [Звягинцева и др., 2020]. Соответствующим образом увеличилась и доля массовых взрывов.

[1] https://www.belpressa.ru/ekonomics/kompanii/34651.html

Несмотря на повсеместное использование взрывов при разработке месторождений открытым способом, эмиссия твердых частиц в атмосферу при взрывном дроблении грунта – процесс еще недостаточно исследованный. Связано это с неполнотой данных и ненадежностью доступных тестов [Sairanen et al., 2017]. В этих условиях детализацию процессов, сопровождающих развитие пылевого облака, можно существенно дополнить методами численного моделирования. Важную информацию о распространении частиц внутри карьера и вне его приносят исследования переноса частиц локальными потоками ветра с учетом возмущений, создаваемых сложным рельефом карьера [Silvester et al., 2009; Joseph et al., 2018; Torno et al., 2010]. Обычно в этих случаях численно решаются уравнения Навье–Стокса с использованием тех или иных моделей турбулентного переноса. Всесторонний обзор моделей переноса пыли, разработанных для предсказания распространения частиц в процессе добычи полезных ископаемых открытым способом, представлен в работе [Reed, 2005]. Пылевое облако взрыва в этих расчетах моделируется экспериментально определенным потоком частиц из заданных областей инжекции, которые в случае массовых взрывов представляют собой протяженные горизонтально расположенные параллелепипеды. В подобных моделях игнорируется образование горячего, заполненного продуктами детонации, воздухом и пылью объема в окрестности эпицентра взрыва и последующее конвективное всплытие горячего газопылевого облака в стратифицированной атмосфере. Однако эти процессы становятся определяющими для переноса пыли, генерируемой мощными взрывами. Верхняя граница газопылевого облака поднимается на высоты, превышающие уровень дневной поверхности карьера. Последующее распространение пылевых частиц определяется господствующими на этих высотах ветрами. Корректное описание переноса ветром частиц после того, как облако достигло верхнего положения, требует определения характеристик облака к этому моменту, которые, в свою очередь, определяются всем комплексом газодинамических процессов, сопровождающих формирование и подъем газопылевого облака.

Анализ динамики и значений характерных величин газопылевого облака одиночного тротилового взрыва в диапазоне масс 1–1000 т ТНТ (тринитротолуола) приведен в работе [Khazins et al., 2020]. Численное моделирование газодинамических процессов в этой работе разбито на две стадии, для каждой из которых используются различные приближения и методы. Первая стадия характеризуется быстропротекающими (сотни миллисекунд) процессами, к которым можно отнести генерацию детонационных и ударных волн, инициированных подрывом ВВ, поступление частиц грунта различного размера из формирующегося кратера, расширение продуктов взрыва и их перемешивание с воздухом и пылью в процессе торможения продуктов, понижение давления до атмосферного в окрестности точки подрыва и формирование горячего всплывающего газопылевого объема (термика). Предполагается, что взрыв происходит на поверхности, влияние фактора, связанного с заглублением ВВ в реальных условиях, не учитывается. Вторая стадия, длительность которой составляет несколько минут, характеризуется относительно медленным подъемом термика в стратифицированной атмосфере под действием сил плавучести, его расширением и увлечением окружающего воздуха в процессе турбулентного перемешивания [Белоцерковский и др., 2000]. Первоначальная форма газопылевого облака разрушается, формируется тороидальный вихрь, а само газопылевое облако приобретает грибовидную форму. Подъем облака ограничивается высотой, на которой достигается гидростатическое равновесие с окружающим воздухом.

В настоящей работе рассматривается взаимодействие вихревых структур, сопровождающих подъем термиков, инициированных массовыми взрывами, а именно, системой линейно расположенных зарядов ВВ массой 1 т ТНТ при различной локализации зарядов. Как отмечено выше, для массового взрыва на Высокогорском ГОКе в 1959 г. в скважины общей длиной 10 км поместили 190 т ВВ. Если перевести это соотношение в расчете на 1 т ВВ, то получится, примерно, 1 т ВВ на 50–100 м. Это расстояние мы выбрали в качестве базового в наших расчетах.

В работе [Белоцерковский и др., 2000] представлен ряд работ, в которых рассмотрены пары, ансамбли термиков и вихревых колец, но среди них только результаты для пары приземных термиков можно использовать в какой-то мере для оценки процессов, развивающихся в рассматриваемых нами условиях. Реально число зарядов при массовых взрывах в карьерах существенно больше двух, и мы изучаем изменение характеристик облачных структур при увеличении числа линейно расположенных зарядов от трех, пяти до множества зарядов.

Основное внимание в нашей работе обращается на сравнительный анализ характеристик облачных структур. Поэтому отдельные факторы, не учтенные нами в постановке задачи (например, заглубление ВВ), не оказывают существенного влияния на выводы работы.

В разделе 2 мы описываем постановку задачи и численные модели: модель гидродинамического течения в рамках уравнений Эйлера для расчета ударно-волновых процессов, инициированных детонацией ВВ множественных взрывов, и процессов формирования горячих, заполненных пы-

лью и продуктами детонации объемов (термиков); модель в рамках уравнений Навье–Стокса с вихревой вязкостью, определяемой методом крупных вихрей, для расчетов совместного всплытия термиков. В разделе 3 приводятся результаты расчетов ударно-волновых процессов для взрывов массой 1 т ТНТ. В разделе 4 исследуется эволюция облачных структур, подъем которых определяется линейно расположенными взрывами при разном расстоянии между ними и при различном их числе. Некоторые выводы представлены в последнем разделе.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И МЕТОДЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Пусть на гладкой горизонтальной поверхности полупространства вдоль прямой на одинаковом расстоянии друг от друга расположены полусферические заряды тротила массы M и пусть одновременно в центре каждой полусферы на границе ВВ и грунта инициируется детонация.

Для одиночного заряда массой 500 т ТНТ в работе [Khazins et al., 2020] приводятся результаты численного моделирования как формирования горячего квазисферического объема (термика), так и его всплытия. Для расчета всплытия системы термиков данных, полученных на стадии формирования одиночного термика, достаточно, но необходим ответ на вопрос о степени влияния взаимодействующих ударных волн, инициируемых детонацией зарядов ВВ, на начальные характеристики термиков при разных расстояниях между взрывами. С этой целью был выполнена серия расчетов начальной стадии развития взрыва зарядов тротила в трехмерной постановке по модели, аналогичной [Khazins et al., 2020], но без учета формирования кратера и выброса пыли. Модель реализована на основе гидродинамической программы SOVA [Shuvalov, 1999; Shuvalov et al., 1999]. Эта программа позволяет моделировать в рамках уравнений Эйлера сложные гидродинамические течения с сильными разрывами физических параметров и аккуратным описанием границ между областями с разными физико-химическими свойствами, в данном случае границ между грунтом, продуктами детонации и воздухом. Вихревые процессы, возникающие на рассматриваемой стадии развития газопылевого облака, достаточно успешно описываются турбулентным перемешиванием, определяемым схемной вязкостью.

Допускается использование различных видов уравнений состояния, аналитических и заданных в виде таблиц. В приведенных ниже расчетах использовались полуэмпирические уравнения состояния продуктов детонации [Андреев и др., 2004а; 2004б; Васильев, Ждан, 1981], таблицы термодинамических свойств воздуха [Кузнецов, 1965]. В модели учитывается действие силы тяжести и стратификация атмосферы, хотя на рассматриваемой начальной стадии они практически не влияют на результат.

Для описания процесса распространения детонационной волны в рамках эйлеровой схемы применялась следующая модель. После того как внутренняя энергия ε в какой-либо ячейке, через которую проходит ударный фронт, увеличивается до критического значения ε_{cr}, значение ее увеличивается на величину $Q\rho^0_{dm}/\rho_{exp}$, где ρ^0_{dm} – начальная плотность детонирующей смеси; ρ_{exp} – плотность ВВ в текущий момент времени (которая превышает ρ^0_{dm} за счет сжатия в ударной волне); Q – теплота реакции. Такая процедура обеспечивает сохранение полной энергии, правильные скорость детонации и параметры за фронтом детонационной волны.

По мере завершения волновых процессов формируется система термиков, схематично представленных на рис. 1.

Согласно результатам работы [Khazins et al., 2020], полученным для взрыва массой 500 т, давление ко времени завершения формирования одиночного термика снижается, практически до атмосферных значений, а температура в области термика уменьшается от значений, соответствующих распространению детонационной волны (~5000 K), до 1000–1500 K. В силу гидродинамического подобия эта температура не должна зависеть от массы заряда. Так, в таком же диапазоне меняется температура термика, определенная с помощью высокоскоростных радиометрических измерений, в экспериментах [Spidell et al., 2010] для зарядов с массой до 50 кг ТНТ. Результаты работы [Khazins et al., 2020] позволяют определить и радиус термика. Для взрыва массой 500 т ТНТ он равен ~140 м. Из гидродинамического подобия следует, что радиус термика должен быть пропорционален корню кубическому из массы заряда. Примерно такая зависимость была обнаружена в экспериментах [Kansa, 1997]:

$$r_T^0 = 19.64W^{0.32}. \quad (1)$$

Здесь r_T^0 – радиус термика в метрах, W – масса ВВ в тоннах. Значение радиуса термика r_T^0, определенного в работе [Khazins et al., 2020] для взрыва массой 500 т ТНТ, хорошо согласуется со значением, следующим из эмпирического соотношения (1).

Таким образом, результаты работы [Khazins et al., 2020], полученные для ВВ с массой 1–1000 т ТНТ, позволяют оценить начальную температуру и размер одиночного термика для любой массы взрыва. Для расчетов мы выбрали значение начальной температуры равным 1250 K. В расчетах

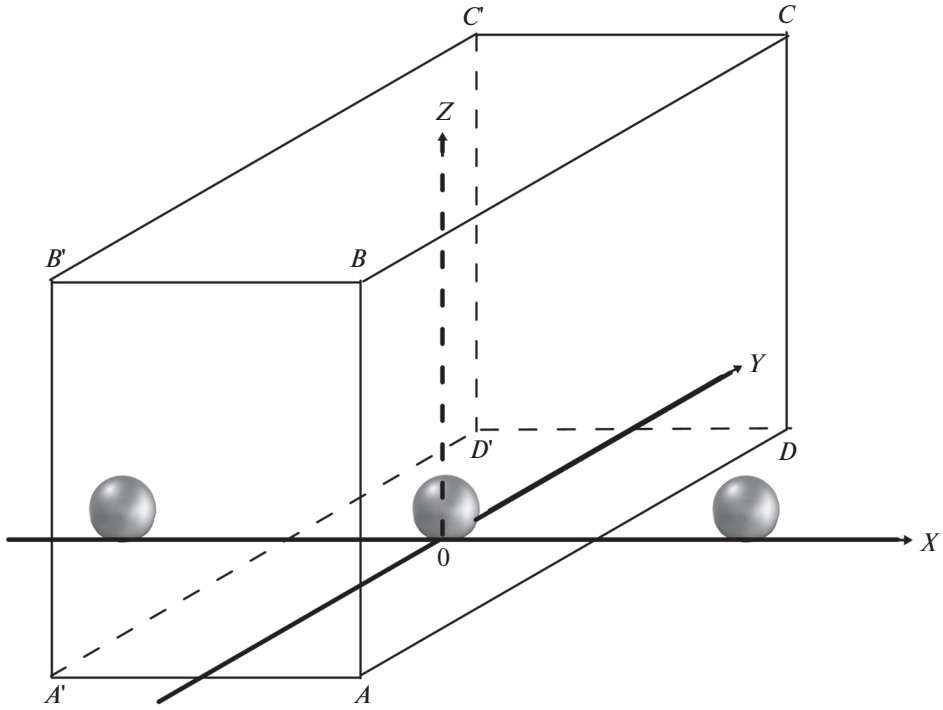


Рис. 1. Схема расположения термиков в начальный момент времени.

предполагалось, что уравнение состояния – идеальный газ с показателем адиабаты $\gamma = 1.4$ как в области термика, так и в окружающем воздухе, а невозмущенная атмосфера описывается стандартным вертикальном распределением газодинамических параметров воздуха [ГОСТ..., 2004].

При численном моделировании всплытия термиков, как и в работе [Khazins et al., 2020], использовался разностный аналог полной системы уравнений Навье–Стокса для сжимаемой жидкости в гипозвуковом приближении [Затевахин и др., 1994; Хазинс, 2010; 2012], но не в осесимметричной постановке, а с учетом всех трех пространственных переменных (3*D*). Гипозвуковое приближение приводит к системе уравнений параболического типа, и модель по простоте численной реализации не уступает модели несжимаемой жидкости.

Многочисленные тесты показали применимость такого подхода для расчета всплытия термиков в широком диапазоне перепадов температур в термике и окружающем воздухе. Однако характеристики всплывающего термика существенным образом зависят от вихревой вязкости. Перенос энергии между крупномасштабными и мелкомасштабными вихрями моделировался в рамках численной схемы с помощью турбулентной вязкости, определяемой методом крупных вихрей *LES* (*Large Eddy Simulation*) [Lesier, Metais, 1996; Хазинс, 2010]. *LES*-метод занимает промежуточное положение между простейшими алгебраическими моделями, характеризующимися, например, постоянным числом Рейнольдса, и многокомпонентными системами дифференциальных уравнений в частных производных [Launder, Spalding, 1974; Anderson et al., 1984]. При использовании метода крупных вихрей кинематическая вихревая вязкость ν_T определяется как:

$$\nu_T = C_{sm}^2 l^2 |S|, \qquad (2)$$

где: C_{sm} – коэффициент пропорциональности (параметр Смагоринского); l – размер сеточной ячейки; S – тензор деформации:

$$S_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right).$$

Здесь все размеры – в метрах, скорость – в м/с, C_{sm} – безразмерный параметр.

Сопоставление с результатами экспериментов показало [Khazins et al., 2020], что высота всплытия термика при одних и тех же начальных условиях зависит от значения параметра Смагоринского, которое, в свою очередь, зависит от величины шага разностной сетки и массы заряда. В качестве критерия для определения параметра Смагоринского было выбрано удовлетворительное согласие высоты верхней кромки H всплывающего термика и экспериментальных данных [Church, 1969], которые на момент времени 2 мин

для тротиловых взрывов массой от 1 до 1000 т можно описать соотношением:

$$H = 490W^{\frac{1}{4}}, \quad (3)$$

где: H – в метрах; W – масса ВВ в тоннах. В работе [Khazins et al., 2020] было показано, что при 10 счетных интервалах на радиус термика зависимость параметра Смагоринского от массы взрыва ведет себя степенным образом:

$$C_{sm} = 7.36W^{-0.134}. \quad (4)$$

Однако при 10 счетных интервалах на радиус термика время расчета оказывается очень большим при 3D-моделировании, и мы во всех вариантах использовали 5 счетных интервалов на радиус термика. В этом случае максимальный размер расчетной сетки составлял 280 × 150 × 150 счетных интервалов. Методом проб и ошибок было установлено, что при выбранном шаге разностной сетки для массы взрыва 1 т значение C_{sm} должно быть примерно равным 3, а не 7.36, как это следует из (4). При этом качество 3D-расчетов почти не снижается по сравнению с расчетами на 10 точках по радиусу, а высота термика к двум минутам достигает, примерно, 500 м, как это и следует из соотношения (3) для взрыва массой 1 т.

Для определения геометрических характеристик всплывающего термика и визуализации течения в расчет включено уравнение переноса концентрации пылевой примеси:

$$\rho\left(\frac{\partial c_k}{\partial t} + \mathbf{U}\nabla c_k\right) = \mathrm{div}\left(\rho D\nabla c_k\right), \quad (5)$$

где: ρ – плотность газопылевой смеси (кг/м^3); c_k – концентрация примеси ($\rho_{ad} = \rho c_k$, ρ_{ad} – плотность примеси (кг/м^3)); $\mathbf{U}$ – вектор скорости (м/с); t – время (с); D – турбулентный коэффициент диффузии (м^2/с), определяемый по значениям вихревой вязкости ν_T из условия, что эти величины связаны между собой турбулентным числом Шмидта $Sc = \nu_T/D$. Турбулентное число Шмидта может меняться в широких пределах (от 0.1 до 2.5) в зависимости от рассматриваемой задачи [Gualtieri et al., 2017]. Мы выбрали значение, равное 1.

Для облегчения анализа распределений плотности примеси в качестве начальных данных для уравнения (5) внутри термика мы выбрали равенство плотности примеси ρ_{ad} плотности воздуха у поверхности ρ_0, или, в безразмерных переменных, $\rho_{ad}/\rho_0 = 1$. Вне термика – $\rho_{ad}/\rho_0 = 0$.

Так как мы вводим понятие – примесь, то будем пользоваться двумя терминами, а именно, термик – для обозначения газодинамических потоков, генерируемых всплытием горячего объема, и облако – для обозначения области, заполненной примесью. Чаще всего эти области близки по размерам.

3. ВЛИЯНИЕ УДАРНО-ВОЛНОВЫХ ПРОЦЕССОВ НА ФОРМИРОВАНИЕ ТЕРМИКА

В рассматриваемой задаче нас интересует качественное влияние близко расположенных взрывов на форму образующегося термика, а не его точные характеристики. Рассмотрим предельный случай – линейно расположенных зарядов ВВ бесконечно много. В этом случае задача упрощается, т.к. плоскости $ABCD$ и $A'B'C'D'$ (рис. 1), расположенные посередине между эпицентрами взрывов, становятся плоскостями симметрии. В качестве начальных данных задавался полусферический объем ВВ (тротил с плотностью 1.65 г/см^3 и скоростью детонации 7 км/с) радиусом 0.65 м, расположенный на жесткой горизонтальной поверхности. Масса заряда 1 т ТНТ. Детонация инициировалась в центре полусферы на границе ВВ и грунта. Расчетная сетка состояла из 290 × 290 × 290 ячеек в направлениях X (вдоль линии зарядов), Y (в поперечном горизонтальном направлении) и Z (в вертикальном направлении). Начальный размер ячейки составлял 0.8 см, по мере увеличения возмущенной области сетка несколько раз удваивалась.

На рис. 2а показана зависимость размеров облака взрыва по осям X и Y от времени для случая, когда расстояние между взрывами очень большое, и они не влияют друг на друга. В этом случае размер облака по обеим осям примерно одинаков, сначала быстро растет, затем, достигнув значения около 18 м, почти не меняется (до тех пор, пока облако не начнет подниматься и перемешиваться с окружающим воздухом). У облака нет четкой границы (см. рис. 3), плотность воздуха плавно меняется – от минимальной до фоновой. При этом из-за развития неустойчивостей на начальной стадии разлета продуктов детонации [Khazins et al., 2020] форма облака не идеально сферическая, и наблюдается некоторое отличие размеров облака по осям X и Y. Для количественной оценки мы называли границей облака изолинию $\rho/\rho_0 = 0.7$, где ρ_0 – фоновая плотность воздуха. Для наглядности и удобства сопоставления результатов с описываемыми выше расчетами подъема термиков мы используем безразмерные переменные $\bar{x} = x/r_T^0$, $\bar{y} = y/r_T^0$, $\bar{z} = z/r_T^0$ и $\bar{t} = t/t_0$, где r_T^0 – окончательный размер облака для одиночного взрыва (в нашем случае 18 м), $t_0 = r_T^0/c$, c – скорость звука в воздухе.

При расстоянии между взрывами $d\bar{x} = 4$ и $d\bar{x} = 3$ различие между размерами облака взрыва по осям X и Y тоже невелико, не превышает 10–

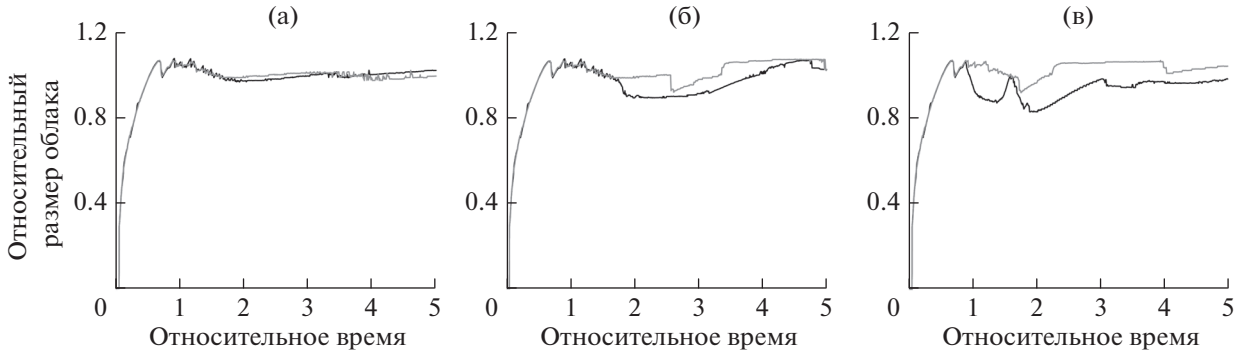


Рис. 2. Зависимость радиуса термика вдоль оси X (черная кривая) и оси Y (серая кривая) от времени. Панель (а) соответствует одиночному взрыву; панель (б) – расстоянию между взрывами $d\overline{x} = 4$; панель (в) – $d\overline{x} = 3$.

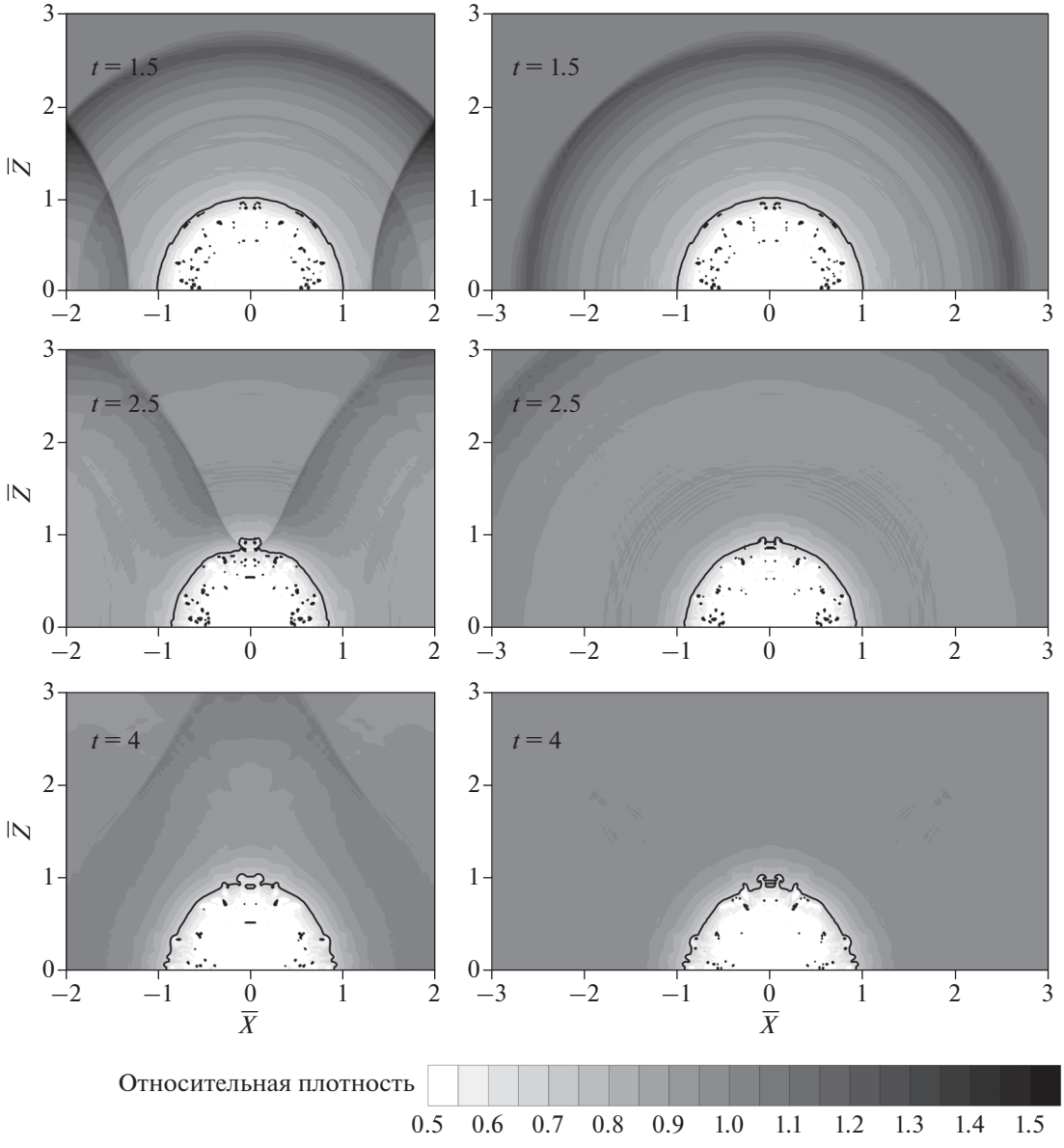


Рис. 3. Распределения плотности (чем темнее, тем больше) и форма облака (изолиния $\rho/\rho_0 = 0.7$) в некоторые моменты времени после одиночного взрыва (слева) и взрывов на расстоянии $d\overline{x} = 4$.

20%. Максимальное отличие наблюдается в моменты прохождения отраженной волны через границы облака, после многократного прохождения отраженных волн облако становится почти симметричным. На рис. 3 показано течение в некоторые моменты времени для одиночного взрыва и взрывов на расстоянии $d\bar{x} = 4$. Здесь также видно, что форма облака в обоих случаях примерно одинакова.

Таким образом, можно считать, что форма термика при расстояниях между взрывами $3–4r_T^0$ и более такая же, как при одиночном взрыве, и в качестве начальных данных можно использовать сферическую форму термика.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ ВСПЛЫТИЯ СИСТЕМЫ ТЕРМИКОВ

Рассмотрим серию численных экспериментов, в которых расстояние между центрами термиков достаточно мало по сравнению с размерами генерируемых ими облачных структур. Максимальный радиус шапки облака R_m для одиночного взрыва можно оценить по соотношению, установленному в работе [Khazins et al., 2020]:

$$R_m = 8.9W^{-0.09}r_T^0 = 175W^{0.23}. \quad (6)$$

Здесь r_T^0 и R_m – в метрах, W – масса ВВ в тоннах. Следовательно, для взрывов с массой 1 т при расстояниях между эпицентрами, превышающими $18r_T^0$, взаимодействие облачных структур не будет происходить. Пусть расстояние между эпицентрами составляет $4r_T^0$.

Сопоставление результатов проведем со случаем всплытия одиночного термика, сформированного взрывом массой 1 т. На рис. 4 представлены характерные поля переменных в плоскости $X0Z$ (рис. 1). Точно такими же полями характеризуется течение и в других направлениях в силу осевой симметрии. Поэтому наблюдающиеся на рис. 4а и 4в вихри представляют собой вихревые торы. Большая часть пассивной примеси попадает в шапку облака и служит удобной характеристикой ее размеров, а максимальная часть примеси со временем сосредотачивается в окрестности оси тороидального вихря. Верхняя кромка облака достигает высоты 500 м к 2 мин (рис. 4а), что соответствует значению, определяемому эмпирическим соотношением (3). Термик к этому моменту все еще характеризуется положительной плавучестью β, где $\beta = (\rho - \rho^*)/\rho^*$, ρ – плотность воздуха, а $\rho^*(z)$ – плотность невозмущенной атмосферы на высоте z (рис. 4б). Основная часть объема термика пока еще легче окружающего воздуха, и наибольшее отклонение плотности воздуха внутри термика от плотности окружающего воздуха достигается в области тороидального вихря. Облако остывает по мере подъема вследствие расширения и подмешивания холодного воздуха, и его плотность становится больше плотности окружающего воздуха. Начало этого процесса наблюдается уже к 2 мин в виде затемненной области в верхней части облака (рис. 4б). Однако облако продолжает подниматься по инерции, сохраняя свою структуру (рис 4в), и к 4 мин плотность внутри облака повсеместно становится больше плотности окружающего воздуха (рис. 4г). Скорость подъема замедляется и, как следует из расчета, примерно к 5 мин облако достигает максимальной высоты.

На рис. 5 показано одновременное всплытие трех термиков, расположенных на одной прямой линии при расстоянии между центрами соседних термиков $4r_T^0$. К двум минутам газодинамические потоки, генерируемые одиночными термиками, объединяются и течение схоже с подъемом одиночного термика, но чуть больших размеров (рис. 5а и 5б). Форма облака несколько асимметрична. В сечении, проведенном через область максимальных значений примеси (рис. 5в), асимметрия проявляется довольно слабо. К четырем минутам сохраняется влияние неоднородности начального пространственного энерговыделения, и в горизонтальном сечении шапка облака представляет собой вытянутый в направлении, перпендикулярном к линии расположения термиков в начальный момент времени, эллипс (рис. 5е). Максимальные скорости к 4 мин примерно в 1.5 раза выше, чем в одиночном термике к этому же моменту времени.

В случае одновременного всплытия пяти термиков, расположенных на одной прямой линии, картина течения несколько меняется и к 2 мин течение в плоскостях $X = 0$ и $Y = 0$ существенно отличается (рис. 4а и 4б). Если построить поля скорости и плотности примеси не только в представленном здесь сечении $X = 0$ (рис. 6б), но и в любом сечении $X = X_0 < 80$ м, то отличие будет крайне незначительное. Об этом свидетельствует и распределение плотности примеси в сечении $Z = 375$ м – на расстояниях ± 80 м от оси Y (рис. 6в). Следовательно, в области, ограниченной плоскостями $X = \pm 80$ м, развивается течение, которое по характеристикам близко к плоскому осесимметричному. Значение 80 м близко к $4r_T^0$, но это совпадение, скорее всего, случайное. Со временем эта качественная характеристика пропадает, и к 4 мин плотность примеси в сечении облака плоскостью $Z = 510$ м приобретает вид, аналогичный случаю всплытия 3 термиков.

Рассмотрим предельный случай – линейно расположенных термиков бесконечно много. В силу симметрии течение достаточно исследо-

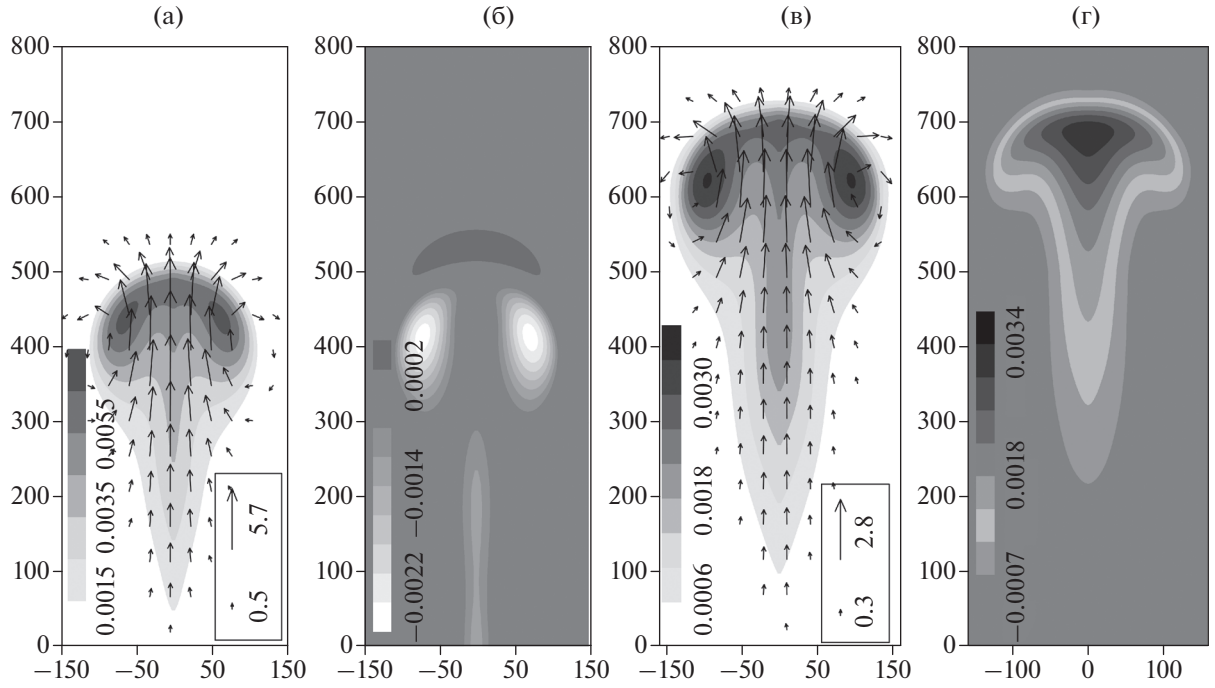


Рис. 4. Всплытие одиночного термика. Распределения относительной плотности примеси в сопоставлении с полем скорости (а), (в) и плавучести (б) и (г) в сечении $Y = 0$ поднимающегося термика в моменты времени 2 и 4 мин (панели (а), (б) и (в), (г) соответственно). Шкала серого цвета на панелях (а), (в) отмечает изменение относительной плотности примеси. Шкала серого цвета на панелях (б), (г) отмечает изменение плавучести от положительной (панель (б)) до отрицательной (панель (г)). Максимальные значения скорости даны в прямоугольниках в [м/с]. На осях все размеры – в метрах.

вать только в объеме, заключенном между плоскостями $ABCD$ и $A'B'C'D'$ (рис. 1), поставив на них граничное условие "жесткой стенки" (нормальные к плоскостям компоненты скорости равны нулю). Если для пяти термиков переход к плоскому осесимметричному течению представлял собой лишь эпизод в развитии трехмерных потоков, то в случае бесконечного числа термиков уже к двум минутам картина газодинамического течения становится одинаковой во всех плоскостях $X = X_0$, $-2r_T^0 \le X_0 \le 2r_T^0$, и эта тенденция сохраняется на всем протяжении последующего всплытия термиков. Поэтому мы привели на рис. 7 характеристики течения только в сечении $X = 0$.

Распределения примеси в облаках, формирующихся при различной начальной конфигурации расположения термиков, имеют однотипный характер, и облака различаются, в основном, геометрическими размерами и концентрацией примеси. На рис. 8 представлена зависимость горизонтальных и вертикальных размеров облаков от времени для приведенных выше численных экспериментов и некоторых других. Кривая *1* на рис. 8 соответствует всплытию одиночного термика. К 5 мин облако достигает максимальной высоты (рис. 8а), соответствующей положению гидростатического равновесия, а зависимость от времени боковых размеров одинакова в плоскостях $X = 0$ и $Y = 0$ (рис. 8б и 8в) в силу осевой симметрии. Облако, генерируемое тремя термиками (рис. 8, кривые *2*), поднимается несколько выше, процентов на 7–8, но горизонтальный размер в плоскости $X = 0$ увеличивается в полтора раза по сравнению с одиночным термиком. Наиболее любопытно в этом случае изменение горизонтального размера в плоскости $Y = 0$. Начиная со времени, примерно, 1.5 мин и до трех минут размер в этом направлении начинает уменьшаться, что свидетельствует о пространственной перестройке течения. Затем рост размера возобновляется. Отметим сразу, что подобная тенденция характерна и для случая всплытия 5 термиков (рис. 8, кривые *3*). При всплытии 5 термиков максимальная высота подъема несколько уменьшается (примерно на 3–4%) по сравнению со всплытием 3 термиков, но все еще больше, чем для одиночного термика. Здесь важен сам факт понижения высоты с увеличением числа термиков, а не увеличения. Снижение максимальной высоты подъема облака, по-видимому, будет продолжаться по мере увеличения числа всплывающих термиков, и предельное значение, достигаемое в случае бесконечной системы термиков (кривые *4* (сплошная линия), рис. 8), составляет ~15% от высоты всплытия одиночного термика. Однако размер облака в плос-

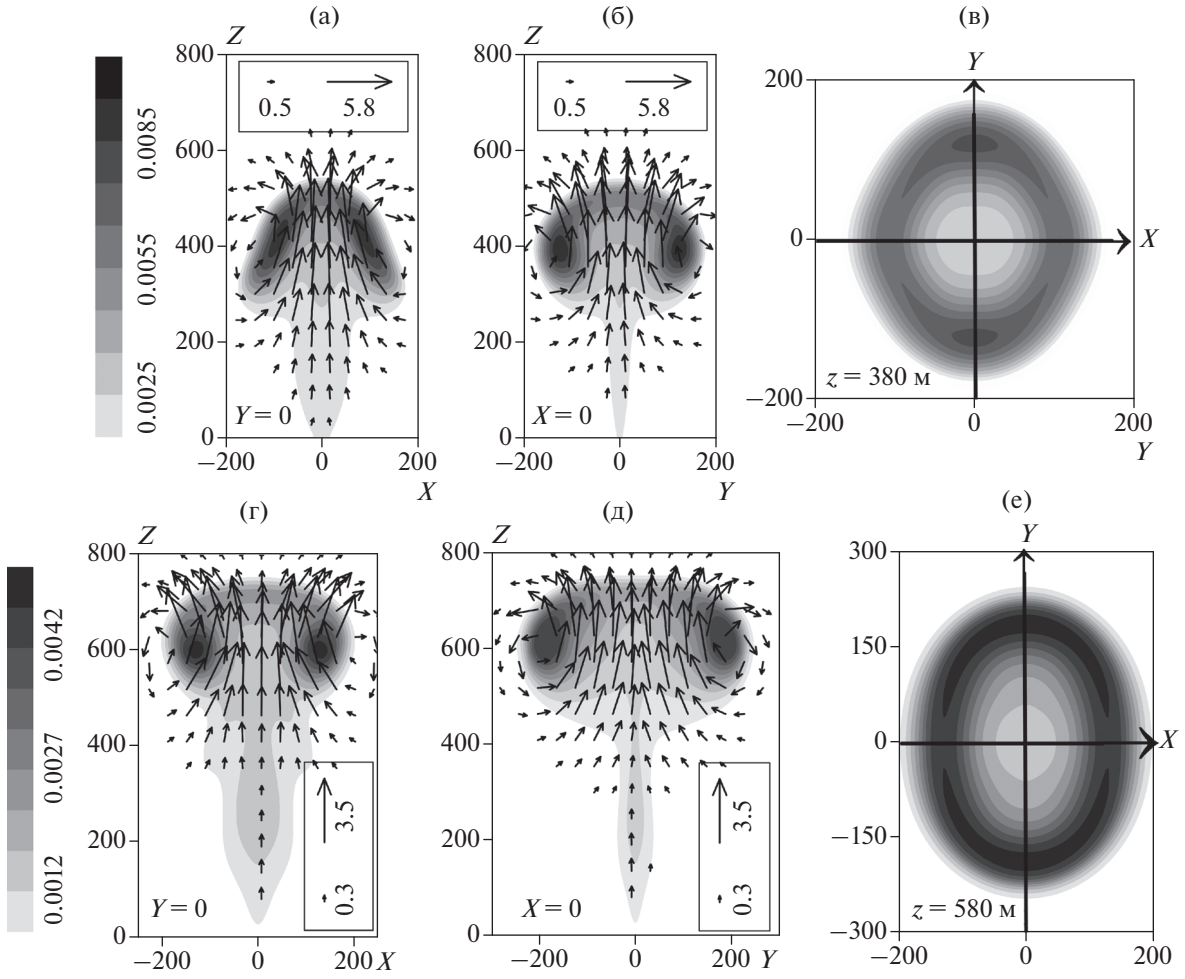


Рис. 5. Всплытие 3 термиков. Распределения относительной плотности примеси в моменты времени 2 и 4 мин (панели (а), (б), (в) и (г), (д), (е) соответственно). В левом нижнем углу панелей приведено уравнение секущей плоскости. На панели (а), (б) и (г), (д) добавлены поля скорости. Остальные обозначения соответствуют рис. 2.

кости $X = 0$ практически не меняется по сравнения со всплытием 5 термиков.

Весь предыдущий анализ относился к случаю, когда расстояние между центрами термиков составляет $4r_T^0$. С увеличением расстояния между термиками взаимодействие вихревых структур будет начинаться позднее, а далее процессы, в общем-то, не будут отличаться от описанных выше. Поэтому мы обратим внимание здесь только на изменение геометрических характеристик облака при увеличении расстояния между термиками в случае бесконечной системы термиков. Как и следовало ожидать, и максимальная высота подъема термиков, и горизонтальный размер в плоскости $X = 0$ начинают стремиться к значениям, соответствующим всплытию одиночного термика (рис. 8, кривые *5*, *6*, соответствующие расстояниям $8r_T^0$ и $12r_T^0$). Причем при расстоянии $12r_T^0$ уже можно говорить о всплытии независимой системы термиков.

Так как для бесконечной системы термиков с расстояниями между центрами $4r_T^0$ достаточно быстро развивается плоское осесимметричное течение, то можно сопоставить результаты со случаем, когда термик с самого начала задается в виде бесконечного цилиндра, заполненного горячим воздухом. Представляется естественным задать радиус сечения этого цилиндра из соображений сохранения энергии, для чего достаточно, чтобы объем такого цилиндра между плоскостями $ABCD$ и $A'B'C'D'$ (рис. 1) был бы равен объему, занимаемому сферическим термиком, т.е. $r_c^0 = r_T^0/\sqrt{3}$, где r_c^0 – радиус цилиндра. Результаты подобного $2D$-расчета приведены на рис. 6 точечной кривой. Результаты несколько отличаются от расчета с межцентровыми расстояниями между термиками $4r_T^0$ (кривые *4*), но для оценок вполне

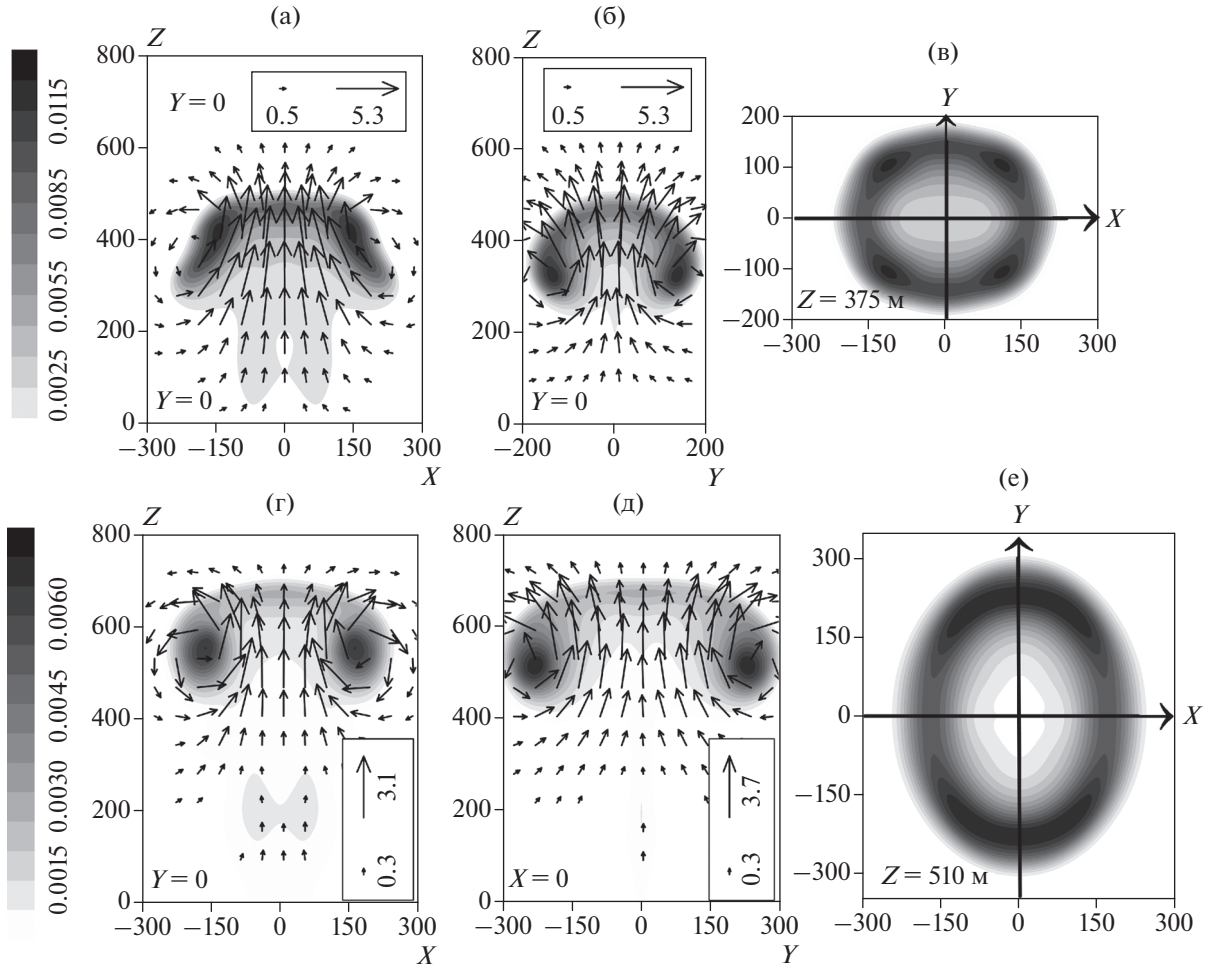


Рис. 6. Всплытие 5 термиков. Газодинамические характеристики и обозначения такие же, как и в подписи к рис. 5.

приемлемы. Качественно картина течения не отличается от рис. 7. Можно достичь и лучшей близости кривых, уменьшив r_c^0 в полтора раза. Результаты этого случая отображены на рис. 8 пунктирной кривой.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На горнорудных открытых карьерах при взрывной отбойке горной массы довольно часто пылегазовое облако образуется в результате подрыва системы линейно расположенных на борту карьера достаточно мощных зарядов ВВ. Для оценки воздействия взрывов на окружающую среду вне пределов горнорудных карьеров необходимы данные об источнике загрязнения, который в рассматриваемом случае представляет собой вытянутую вдоль линии подрывов шапку грибовидного в сечении облака пыли. Основными параметрами являются высота подъема пылевого облака, размер шапки в направлении, перпендикулярном линии подрывов, масса содержащейся в шапке облака пыли и распределение массы пылевых частиц по размерам. Моделирование подъема пыли сопряжено со значительными трудностями, связанными с необходимостью расчета образования кратера и преобразования вылетающего из кратера вещества в дискретный набор частиц с заданным распределением по массе, которое известно лишь в редких случаях [Khazins et al., 2020]. В частности, для рассматриваемых в настоящей работе взрывов с массой 1 т ТНТ каждый таких данных нет. Более того, как показали расчеты [Khazins et al., 2020], масса воздуха в термике значительно больше массы содержащейся в нем пыли, поэтому наличие последней не должно, по крайней мере качественно, влиять на характер взаимодействия между термиками. Поэтому задача рассмотрена в упрощенной постановке без учета процессов, связанных с образованием и переносом пыли в области начального термика. Однако предполагалось, что в области начального термика существуют равномерно распределенные взвешенные в воздухе частицы пыли, двига-

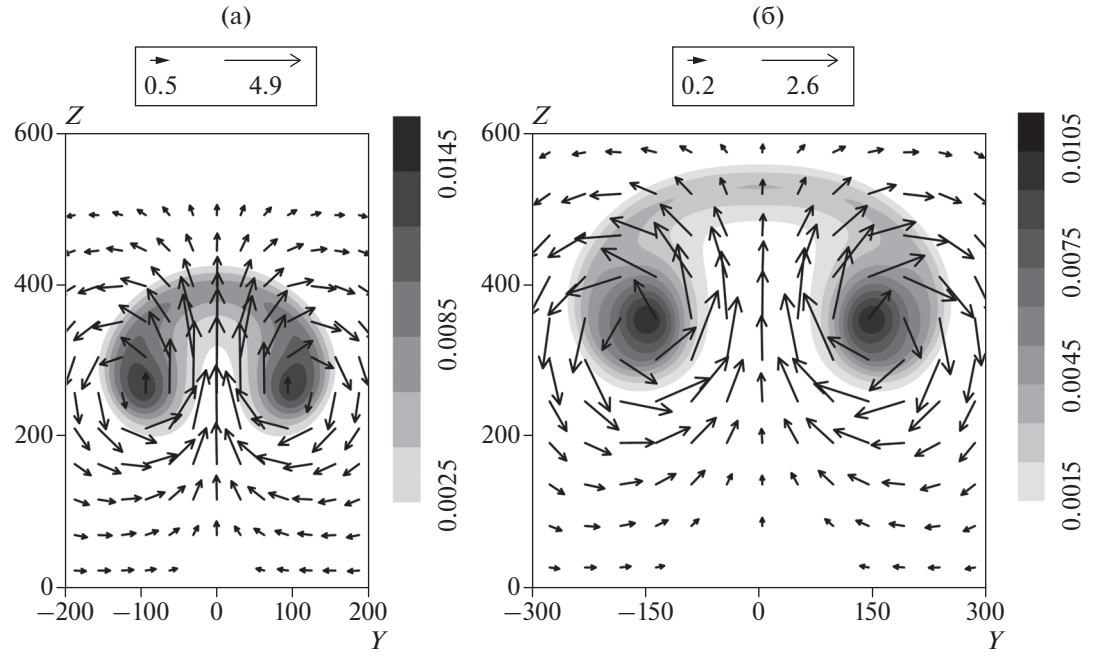


Рис. 7. Всплытие бесконечного числа линейно расположенных термиков. Газодинамические характеристики, аналогичные показанным на рис. 5, приведены в сечении $X = 0$ в моменты времени 2 и 4 мин (панели (а) и (б) соответственно). Обозначения такие же, как и в подписи к рис. 5.

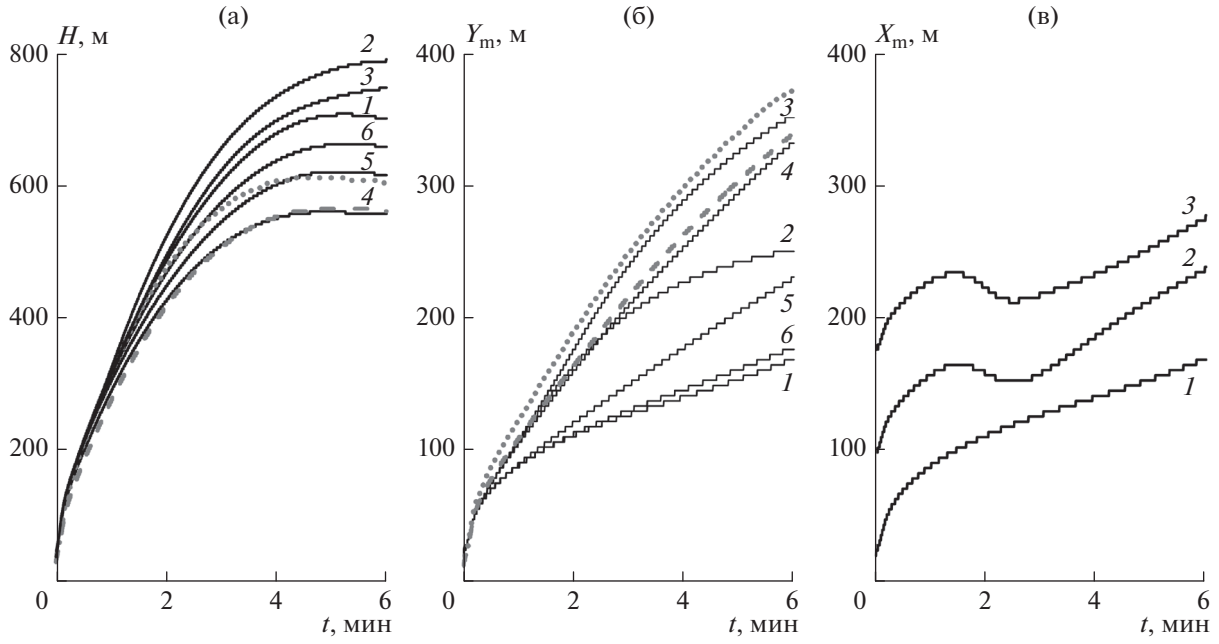


Рис. 8. Геометрические характеристики облаков примеси в зависимости от времени при различной начальной конфигурации расположения термиков. Панель (а) – высота H верхней кромки облака; панель (б) – горизонтальный размер облака Y_m в плоскости $X = 0$; панель (в) – горизонтальный размер облака X_m в плоскости $Y = 0$. Обозначения на кривых: *1* – одиночный термик; *2* – три термика; *3* – пять термиков; *4*, *5*, *6* – бесконечное число термиков с расстояниями между центрами термиков $4r_T^0$, $8r_T^0$, и $12r_T^0$ соответственно. Пунктирная и штриховая кривые – $2D$-расчеты подъема бесконечного цилиндрического облака.

ющиеся со скоростями гидродинамического потока. Расчет распределения этих частиц в пространстве позволяет лучше визуализировать течение и достаточно просто определять геометрические характеристики шапки облака.

Численное моделирование показало, что при расстояниях между взрывами в несколько начальных радиусов термика ударные волны от соседних взрывов практически не влияют на форму и размер термика. Поэтому допустима постановка задачи, в которой начальные термики задаются таким же образом, как и для одиночного термика. В результате численного моделирования было показано, что с увеличением числа линейно расположенных взрывов при относительно небольшом расстоянии между эпицентрами ($4r_T^0$) высота верхней кромки пылевого облака сначала вырастает до значений, процентов на 5–10 превосходящих аналогичное значение для одиночного взрыва, а затем, начиная с 5 взрывов, начинает снижаться, достигая в предельном случае бесконечного числа зарядов значений, процентов на 15–20 меньших, чем высота кромки для одиночного взрыва. В случае бесконечного числа зарядов и расстояниями между ними $4r_T^0$ довольно быстро трехмерное течение трансформируется в плоское осесимметричное течение в плоскостях, параллельных $Y0X$ (рис. 1). С увеличением расстояния между термиками высота верхней кромки облака в случае бесконечного числа зарядов растет, достигая значений, соответствующих одиночному термику.

Размер облака в направлении, перпендикулярном линии подрыва зарядов, с увеличением числа зарядов растет, достигая двукратного значения при бесконечном числе зарядов по сравнению с аналогичным размером облака одиночного взрыва.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-05-50050.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Адушкин В.В., Спивак А.А., Соловьев С.П., Перник Л.М. Геоэкологические последствия массовых химических взрывов на карьерах // Геоэкология. 2000. № 6. С. 554–563.

Адушкин В.В., Вайдлер П.Г., Дубовской А.Н., Перник Л.М., Попель С.И. Фридрих Ф. Свойства нано- и микромасштабных частиц, поступающих в окружающую среду при открытой разработке железорудных месторождений // Геология рудных месторождений. 2010. Т. 52. № 5. С. 418–426.

Андреев С.Г., Бабкин А.В., Баум Ф.А., Имховик Н.А., Кобылкин И.Ф., Колпаков В.И., Ладов С.В., Одинцов В.А., Орленко Л.П., Охитин В.Н., Селиванов В.В., Соловьев В.С., Станюкович К.П., Челышев В.П., Шехтер Б.И. Физика взрыва. Т. 1. М.: Физматлит. 2004а. 823 с.

Андреев С.Г., Бабкин А.В., Баум Ф.А., Имховик Н.А., Кобылкин И.Ф., Колпаков В.И., Ладов С.В., Одинцов В.А., Орленко Л.П., Охитин В.Н., Селиванов В.В., Соловьев В.С., Станюкович К.П., Челышев В.П., Шехтер Б.И. Физика взрыва. Т. 2. М.: Физматлит. 2004б. 648 с.

Белоцерковский О.М., Андрущенко В.А., Шевелев Ю.Д. Динамика пространственных вихревых течений в неоднородной атмосфере. Вычислительный эксперимент. М: Янус-К. 2000. 456 с.

Бересневич П.В., Михайлов В.А., Филатов С.С. Аэрология карьеров: справочник. М.: Недра. 1990. 280 с.

Васильев А.А., Ждан С.А. Параметры ударной волны при взрыве цилиндрического заряда ВВ в воздухе // ФГВ. 1981. Т. 17. № 6. С. 99–105.

ГОСТ 4401-81. Атмосфера стандартная. Параметры. М.: изд-во Стандартов. 2004. 181 с.

Затевахин М.А., Кузнецов А.Е., Никулин Д.А., Стрелец М.Х. Численное моделирование процесса всплытия системы высокотемпературных турбулентных термиков в неоднородной сжимаемой атмосфере // ТВТ. 1994. Т. 32. № 1. С. 44–56.

Звягинцева А.В., Сазонова С.А., Кульнева В.В. Аналитический контроль воздействия вредных производственных факторов ГОК на окружающую среду и совершенствование природоохранных мероприятий // Информационные технологии в строительных, социальных и экономических системах. 2020. № 1(19). С. 92–99.

Кузнецов Н.М. Термодинамические функции и ударные адиабаты воздуха при высоких температурах. М.: Машиностроение. 1965. 463 с.

Кутузов Б.Н. История горного и взрывного дела: Учебник для вузов. М: изд-во Московского государственного университета, изд-во “Горная книга”. 2008. 414 с.

Угаров А.А., Исмагилов Р.И., Бадтиев Б.П., Борисов И.И. Состояние и перспективы развития комплекса буровзрывных работ на горнорудных предприятиях ООО УК “Металлоинвест” // Горн. журн. 2017. № 5. С. 102–106.

Хазинс В.М. Метод крупных вихрей в задачах всплытия высокотемпературных термиков в стратифицированной атмосфере // ТВТ. 2010. Т.48. № 3. С. 424–432.

Хазинс В.М. Моделирование медленных турбулентных течений в атмосфере, инициированных литосферными источниками возмущений // Физика Земли. 2012. № 3. С. 93–100.

Anderson D.A., Tannehill J.C., Pletcher R.H. Computational fluid mechanics and heat transfer. Hemisphere Publishing Corporation. New York. 1984. 599 p.

Church H.W. Cloud rise from high-explosives detonations. Sandia Labs. Tech. rep. SC-RR-68-903. Albuquerque. N. Mex. 1969. 26 p.

Fisne A., Kuzu C., Hüdaverdi T. Prediction of environmental impacts of quarry blasting operation using fuzzy logic // Environ Monit. Assess. 2011. V. 174. P. 461–470.

Gualtieri C., Angeloudis A., Bombardelli F., Jha S., Stoesser T. On the values for the turbulent Schmidt number in environmental flows // Fluids. 2017. V. 2. 17.

Joseph G.M.D., Lowndes I.S., Hargreaves D.M. A computational study of particulate emissions from Old Moor Quarry, UK // J. Wind Engineering and Industrial Aerodynamics. 2018. V. 172. P. 68–84.

Kansa E.J. Time-dependent buoyant puff model for explosive sources. Lawrence Livermore National Lab., Tech. rep. UCRL-ID-128733, CA, United States. 1997. 62 p.

Khazins V.M., Shuvalov V.V., Soloviev S.P. Numerical Modeling of Formation and Rise of Gas and Dust Cloud from Large Scale Commercial Blasting // Atmosphere. 2020. V. 11. 1112.

Launder B.E., Spalding D.B. The numerical computation of turbulent flows // Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering. 1974. V. 3. № 2. P. 269–289.

Lesier M., Metais O. New Trends in Large-Eddy Simulations of Turbulence // Annual Rev. Fluid. Mech. 1996. V. 28. P. 45–82.

Monjezi M., Shahriar K., Dehghani H., Namin F.S. Environmental impact assessment of open pit mining in Iran // Environ. Geol. 2009. V. 58. P. 205–216.

Patra A.K., Gautam G., Kumar P. Emissions and human health impact of particulate matter from surface mining operation — A review // Environ. Technol. Innovation. 2016. V. 5. P. 233–249.

Reed W.R. Significant dust dispersion models for mining operations. NIOSH-Publications Disseminations: Columbia Parkway. Cincinnati. USA. 2005. 27 p.

Roy S., Adhikari G.R., Singh T.N. Development of emission factors for quantification of blasting dust at surface coal mines // J. Environmental Protection. 2010. V. 1. № 4. P. 346–361.

Sairanen M., Rinne M., Selonen O. A review of dust emission dispersions in rock aggregate and natural stone quarries // International J. Mining, Reclamation and Environment. 2017. V. 32. №3. P. 196–220.

Shuvalov V.V. Multi-dimensional hydrodynamic code SOVA for interfacial flows: Application to thermal layer effect // Shock waves. 1999a. V. 9. P. 381–390.

Shuvalov V.V., Artem'eva N.A., Kosarev I.B. 3D hydrodynamic code SOVA for multimaterial flows, application to Shoemaker-levy 9 problem // International J. Impact Engineering. 1999b. V. 23. № 1. P. 847–858.

Silvester S.A., Lowndes I.S., Hargreaves D.M. A computational study of particulate emissions from an open pit quarry under neutral atmospheric conditions // Atmos. Environ. 2009. V. 43. P. 6415–6424.

Spidell M.T., Gordon J.M., Pitz J., Gross K.C., Perram G.P. High speed radiometric measurements of IED detonation fireballs // Proc. SPIE. 2010. V. 7668. 76680C.

Torno S., Toraño J., Menéndez M., Gent M. CFD simulation of blasting dust for the design of physical barriers // Environ. Earth Sci. 2010. V. 64. P. 73–83.

Dynamics of Fine Particle Emissions in Open Pit Mines

V. M. Khazins[a], *, V. V. Shuvalov[a], **, and S. P. Soloviev[a], ***

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

**e-mail: khazins@idg.chph.ras.ru*

***e-mail: shuvalov@idg.chph.ras.ru*

****e-mail: soloviev@idg.chph.ras.ru*

Mass industrial explosions on extended benches of open pits are the most effective way to crush rock. Such explosions are accompanied by the rise of a gas and dust cloud. Three-dimensional numerical experiments are used to study the interaction of ascending gas and dust clouds generated by three, five, and multiple linearly arranged explosions in open pit mines. We examine both the initial stage of formation of a hot rarefied dust and gas cloud after the scattering of detonation products and the subsequent ascension of thermals caused by buoyancy forces. We have obtained the dependences of the rise altitude and the size of the gas and dust clouds on the distance between adjacent explosions.

Keywords: geoecology, mining pits, TNT explosions, dust particles, numerical modeling