

Министерство науки и высшего образования РФ

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
ИНСТИТУТ ДИНАМИКИ ГЕОСФЕР им. М.А. Садовского
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК



ДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ГЕОСФЕРАХ

Сборник научных трудов ИДГ РАН

ВЫПУСК 11

Москва
ИДГ РАН
2019

УДК 519.6; 523.6; 532.5; 533; 535.31; 539.3; 550.3, 550.4, 550.5, 550.8; 551.2, 551.5; 552.6, 553.21; 614.0; 622.0

Динамические процессы в геосферах. Выпуск 11: сборник научных трудов ИДГ РАН. М. : Графитекс, 2019. – 152 с.
ISSN 2222-8535

Очередной выпуск сборника научных трудов ИДГ РАН «Динамические процессы в геосферах» содержит некоторые результаты исследований, выполненных в Институте в 2019 году.

Материалы сборника представлены в трех главах, отражающих идеологию и содержание исследований ИДГ РАН в рамках выполнения Плана фундаментальных исследований Государственных академий наук и работ по грантам РНФ и РФФИ. Тематика выпуска 2019 года отражает три направления исследований Института – Геомеханика, флюидодинамика и сейсмология, Экстремальные воздействия на атмосферу и Электродинамические процессы в геосферах.

Редакционная коллегия:

Г.Г. Кочарян (ответственный редактор), *С.Б. Кишкина*, *Д.Н. Краснощеков*,
Т.В. Посева, *А.Н. Ляхов*, *Г.В. Печерникова*, *В.В. Ежакова* (секретарь)

© ИДГ РАН, 2019

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	5
Глава 1. Геомеханика, флюидодинамика и сейсмология	9
Изменение проницаемости ультранизкопроницаемого известнякового образца под воздействием сжимающего давления в ходе цикла нагружения – разгрузки (<i>Н.А. Барышников, Е.В. Зенченко, С.Б. Турунтаев</i>).....	10
Опыт измерений вариаций уровня подземных вод при массовых взрывах (<i>Э.М. Горбунова, И.В. Батухтин, А.Н. Беседина, Д.В. Павлов, З.З. Шарафиев</i>).....	17
Исследование динамики распространения и раскрытия трещин гидроразрыва в лабораторном эксперименте акустическими методами (<i>Е.В. Зенченко, П.Е. Зенченко, А.А. Лукина, С.Б. Турунтаев</i>).....	26
Анализ линейных структур сочленения Сибирской платформы и Байкальской рифтовой зоны методами формализованного линеаментного анализа (<i>Г.Н. Иванченко, Э.М. Горбунова</i>).....	34
О смещении оценок скачка плотности на границе внутреннего ядра Земли по амплитудному отношению РКiКР/РсР (<i>Д.Н. Краснощеков</i>).....	43
Уникальной научной установке «Михнево» – 15 (<i>И.А. Санина, О.Ю. Ризниченко, С.Г. Волосов, М.А. Нестеркина, Н.Л. Константиновская</i>).....	48
Дифференциальное вращение внутреннего ядра Земли из сейсмических данных станции Иультин (<i>В.М. Овчинников</i>).....	56
Комплексное изучение глубинного разлома по данным наземных наблюдений (<i>А.А. Остапчук, Э.М. Горбунова, А.В. Григорьева, Д.В. Павлов, В.В. Ружич, А.Н. Беседина, К.Г. Морозова, З.З. Шарафиев</i>).....	63
Отклик водонасыщенного коллектора на прохождение сейсмических волн в ближней зоне массового взрыва в шахте (<i>А.Н. Беседина, Э.М. Горбунова, А.А. Остапчук, Д.В. Павлов</i>).....	70
Глава 2. Экстремальные воздействия на атмосферу	79
О вероятности захвата планетезималей в протолунный рой в процессе формирования системы Земля-Луна (<i>В.Н. Афанасьев, Г.В. Печерникова</i>).....	80
Краткий обзор гипотезы формирования протолунного роя в процессе ко-аккреции с учетом ударных выбросов	

вещества Земли (<i>Г.В. Печерникова, В.Н. Сергеев</i>).....	92
О воздействии ударов железосодержащих астероидов на фитопланктон и климат (<i>В.В. Светцов</i>).....	100
Энергия ударов планетезималей, перешедшая в тепло в период аккреции Земли, и энергия дифференциации, выделившаяся при формировании земного ядра (<i>В.Н. Сергеев, Г.В. Печерникова</i>).....	108
Геофизические эффекты извержения вулкана «Стромболи» (03.07.2019 г., Италия) (<i>А.А. Спивак, С.А. Рябова, В.А. Харламов</i>).....	112
Акустические эффекты аварийных взрывов (<i>Ю.С. Рыбнов, А.А. Спивак, В.А. Харламов</i>).....	118
Глава 3. Электродинамические процессы в геосферах	125
Экспериментальное исследование возмущений D области ионосферы, вызванных высыпаниями заряженных частиц (<i>А.В. Болонистова, Б.Г. Гаврилов</i>).....	126
Ионизация воздуха тепловым излучением плазменной струи в активных геофизических ракетных экспериментах «Флакрус» (<i>Т.В. Лосева, И.Б. Косарев, А.Н. Ляхов, Ю.И. Зецер, А.В. Черменин</i>).....	134
Вариации электрических характеристик приземной атмосферы в периоды магнитных бурь (<i>А.А. Спивак, С.А. Рябова</i>).....	142

ВВЕДЕНИЕ

Одиннадцатый выпуск сборника научных трудов ИДГ РАН «Динамические процессы в геосферах» содержит некоторые результаты исследований, выполненных в Институте в 2019 году. Материалы сборника представлены в трех главах, отражающих идеологию и содержание исследований ИДГ РАН в рамках выполнения Плана фундаментальных исследований Государственных академий наук и работ по грантам РФФИ и РНФ.

Тематика выпуска 2019 года отражает три направления исследований Института – Геомеханика, флюидодинамика и сейсмология, Экстремальные воздействия на атмосферу и Электродинамические процессы в геосферах.

Первая глава открывается статьей Н.А. Барышникова, Е.В. Зенченко и С.Б. Турнтаева «Изменение проницаемости ультранизкопроницаемого известнякового образца под воздействием сжимающего давления в ходе цикла нагружения – разгрузки» и посвящена результатам изучения долговременной реакции фильтрационных свойств образца пористой породы на внешнее сжимающее давление. Экспериментальные результаты позволили авторам выдвинуть гипотезу о том, что изменение проницаемости образца происходит вследствие его вязкого деформирования.

Работа Э.М. Горбуновой и др. «Опыт измерений вариаций уровня подземных вод при массовых взрывах» представляет первые результаты наблюдений за реакцией водонасыщенного коллектора на массовые взрывы, производимые при разработке месторождения железных руд в г. Губкине Белгородской области. Авторы приводят амплитуды и диапазоны частот гидрогеологических откликов разновозрастных водоносных горизонтов на взрывное воздействие и отмечают, что зарегистрированные амплитуды колебаний уровня превышают величины максимальных смещений грунта в сейсмической волне на два порядка.

Статья Е.В. Зенченко и др. «Исследование динамики распространения и раскрытия трещин гидроразрыва в лабораторном эксперименте акустическими методами» связана с актуальной тематикой интенсификации добычи углеводородов методом гидроразрыва пласта (ГРП) и посвящена исследованию распространения трещин гидроразрыва в условиях трёхосного нагружения. Полученные результаты несомненно будут интересны исследователям, занимающимся численным моделированием ГРП и интерпретацией полевых измерений.

Результаты статистического анализа линейных структур в юго-западной части Байкальской рифтовой зоны и обнаруженная связь параметров линеаментов с эволюцией напряжённого состояния Байкальской рифтовой зоны обсуждаются в статье Г.Н. Иванченко и Э.М. Горбуновой «Анализ линейных структур сочленения Сибирской платформы и Байкальской рифтовой зоны методами формализованного линеаментного анализа».

Исследованиям внутреннего ядра Земли посвящены статьи Д.Н. Краснощекова «О смещении оценок скачка плотности на границе внутреннего ядра Земли по амплитудному отношению РКiКР/РсР» и В.М. Овчинникова «Дифференциальное вращение внутреннего ядра Земли из сейсмических данных станции Иультин». Д.Н. Краснощеков, по результатам численного моделирования, уточняет границы применимости измерений на одиночных станциях в задаче сейсмического глубинного зондирования. В работе В.М. Овчинникова представлены новые данные о нестационарном вращении внутреннего ядра Земли, полученные из обработки результатов наблюдений на станции Иультин.

Обзорная статья И.А. Саниной и др. «Уникальной научной установке «Михнево» – 15» посвящена результатам работы Уникальной научной установки (УНУ) «Михнево» с момента организации малоапертурной сейсмической группы (МСГ) по настоящее время. Авторы отмечают, что создание МСГ «Михнево» стимулировало разработку и реализацию методов многоканальной обработки сейсмических наблюдений, позволяющих выделять слабые сейсмические события даже ниже уровня микросейсмического фона.

Заключительная статья первой главы «Комплексное изучение глубинного разлома по данным наземных наблюдений» А.А. Остапчука и др. содержит результаты геолого-геофизических исследований эксгумированного участка центральной части Приморского разлома Байкальской рифтовой зоны. Представлен полевой экспериментальный материал, доказывающий процесс залечивания исследуемого участка разлома в настоящее время.

Вторая глава настоящего сборника начинается серией статей, посвященных проблемам эволюции Земли как планеты на геологических временных масштабах.

Статья В.Н. Афанасьева и Г.В. Печерниковой «О вероятности захвата планетезималей в протолунный рой в процессе формирования системы Земля-Луна» исследует исход столкновения двух тел в сфере влияния Земли на стадии её ранней эволюции. Представленные результаты позволяют определить один из ключевых параметров, влияющих на массу протолунного роя в рамках гипотезы формирования Луны из роя тел, пополняемого посредством парных столкновений планетезималей в сфере Хилла Земли.

В работе Г.В. Печерниковой и В.Н. Сергеева «Краткий обзор гипотезы формирования протолунного роя в процессе ко-аккреции с учетом ударных выбросов вещества Земли» рассмотрены основные процессы формирования и эволюции околопланетного роя твердых тел и частиц в рамках ко-аккреционной статистической модели формирования системы Земля-Луна. Авторы обсуждают подпитку долунного роя веществом Земли, выброшенным при ударах крупных планетезималей, в процессе ее роста.

Публикация «Энергия ударов планетезималей, перешедшая в тепло в период аккреции Земли, и энергия дифференциации, выделившаяся при формировании земного ядра» В.Н. Сергеева и Г.В. Печерниковой посвящена задаче роста Земли. В работе исследуется возможный механизм нагрева земных недр за счет гравитационной дифференциации в сравнении с механизмом нагрева ударами планетезималей в период аккреции Земли и показана важность гравитационной дифференциации по всей глубине недр.

Статья В.В. Светцова «О воздействии ударов железосодержащих астероидов на фитопланктон и климат» рассматривает последствия ударов астероидов по Земле с неожиданной стороны – рассматривается возможность удобрения океана астероидным железом, что увеличивает продуктивность бактерий и водорослей,

потребление углекислого газа и производство кислорода. Приведены количественные оценки возможных эффектов и обосновывается необходимость их учета в сценариях планетарной эволюции.

Эффекты, относящиеся к области приповерхностной геофизики и отклику на сильные воздействия геофизических полей, обсуждаются в статье А.А. Спивака, С.А. Рябовой и В.А. Харламова «Геофизические эффекты извержения вулкана «Стромболи» (03.07.2019 г., Италия). Представлены результаты регистрации вариации электрических характеристик приземной атмосферы в периоды магнитных бурь и геомагнитного «эха» извержения вулкана Стромболи (03.07.2019 г. Италия). Авторы показали, что взрывная стадия вулкана сопровождается не только акустическими колебаниями, но и аномальными вариациями магнитного и электрического полей Земли. Вариации приземного электрического поля в средних широтах во время сильных магнитных бурь составляют 5-20 В/м и носят знакопеременный характер.

Эффектам сильных взрывов посвящена работа Ю.С. Рыбнова, А.А. Спивака и В.А. Харламова. «Акустические эффекты аварийных взрывов». В работе определены параметры акустических волн и выполнена оценка энергии акустических источников при известных взрывах на складах боеприпасов и при взрыве на НПО «Кристалл» (г. Дзержинск, 01.06.2019 г.).

В третьем разделе представлены работы, посвященные электродинамическим процессам в геосферах.

В публикации «Экспериментальное исследование возмущений D области ионосферы, вызванных высыпаниями заряженных частиц» А.А. Болонистой и Б.Г. Гаврилова представлены совместный статистический анализ данных регистрации потоков высокоэнергичных протонов на ИСХ серии DMSP и измерения амплитудно-фазовых вариаций сигналов СДВ радиостанций на среднеширотных трассах. Результаты показывают принципиальную возможность детектирования аномальных среднеширотных высыпаний протонов из данных по распространению радиоволн низких частот в волноводе Земля-ионосфера.

Статья Т.В. Лосевой и др. «Ионизация воздуха тепловым излучением плазменной струи в активных геофизических ракетных экспериментах «Флакрус»» возвращает читателя к проблеме реанализа результатов активных ракетных космических экспериментов, проведенных ИДГ РАН 30 лет назад. Уникальность этих экспериментов состоит не только в экстремальных параметрах активных воздействий, но и в том, что до настоящего времени законченное физическое объяснение удалось дать только очень ограниченному числу эффектов. В статье сделана попытка объяснить один из таких эффектов численным решением задачи о формировании ионизационного прекурсора тепловым излучением при инъекции плотной алюминиевой плазмы в космическом эксперименте «ФЛАКСУС» на высоте 140 км.

В заключительной статье сборника А.А. Спивака и С.А. Рябовой «Вариации электрических характеристик приземной атмосферы в периоды магнитных бурь» приведены результаты инструментальных наблюдений за электрическим полем в приземном слое атмосферы, выполненных в обсерватории «Михнево» ИДГ РАН в периоды сильных магнитных бурь. Показано, что магнитные возмущения с К-индексом, превышающим 5, сопровождаются вариациями вертикальной компоненты электрического поля Земли.

ГЛАВА 1

ГЕОМЕХАНИКА, ФЛЮИДОДИНАМИКА И СЕЙСМОЛОГИЯ

ИЗМЕНЕНИЕ ПРОНИЦАЕМОСТИ УЛЬТРАНИЗКОПРОНИЦАЕМОГО ИЗВЕСТНЯКОВОГО ОБРАЗЦА ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ СЖИМАЮЩЕГО ДАВЛЕНИЯ В ХОДЕ ЦИКЛА НАГРУЖЕНИЯ – РАЗГРУЗКИ

Н.А. Барышников, Е.В. Зенченко, С.Б. Турунтаев

ИДГ РАН

Задача данного исследования заключалась в изучении долговременной реакции фильтрационных свойств образца пористой породы на внешнее сжимающее давление. В ходе работы была получена экспериментальная зависимость проницаемости ультранизкопроницаемого образца известняка от времени в ходе цикла нагружения – разгрузки с продолжительностью 29 суток. За время проведения опыта проницаемость исследуемого образца снизилась более чем в полтора раза. Снижение носило линейный характер со временем, при этом практически отсутствовала видимая упругая реакция проницаемости на резкое изменение внешней нагрузки. В работе рассмотрены возможные причины подобного снижения проницаемости. Мы предполагаем, что наблюдаемое изменение проницаемости образца происходит вследствие его вязкого деформирования.

Введение

Важной особенностью плотных пород и нефтеносных сланцев является сильная зависимость их фильтрационных свойств от напряжённо-деформированного состояния. Такие породы под внешней нагрузкой могут проявлять неупругие свойства, что проявляется в виде значительного снижения проницаемости со временем, отсутствии упругого возврата фильтрационных свойств после кратковременного нагружения. Циклы нагрузки-разгрузки также влияют на чувствительность пород к приложенному внешнему давлению. Причиной этому служат содержащиеся в породе вторичные материалы, такие как глина или органика. Существующие исследования свойств образцов различных пористых пород показывают, что временную зависимость деформации от внешней нагрузки можно охарактеризовать как линейную вязкоупругую деформацию, в ходе которой происходит необратимое смыкание пор [Kwon, 2001; Sone, 2011; Almasoodi, 2014]. Суммарная деформация ползучести (крипа), развивающаяся со временем, при этом может быть сопоставима или даже превосходить величину мгновенной упругой деформации. Очевидно, что подобные деформации должны приводить к значительному изменению

фильтрационных свойств пород. Лабораторные исследования крипа проницаемости сопряжены с рядом технических сложностей, прежде всего со значительными временными затратами: непрерывные измерения должны проводиться в течение продолжительного времени (часы, дни, недели), что не всегда бывает возможно. Цель данного исследования состояла в изучении долговременной реакции образца ультранизкопроницаемого образца известняка на внешнее сжимающее давление.

Эксперимент

При проведении эксперимента была использована лабораторная установка для исследования фильтрации в цилиндрических образцах керна (рис. 1), подробное описание которой дано в работе [Барышников, 2016].

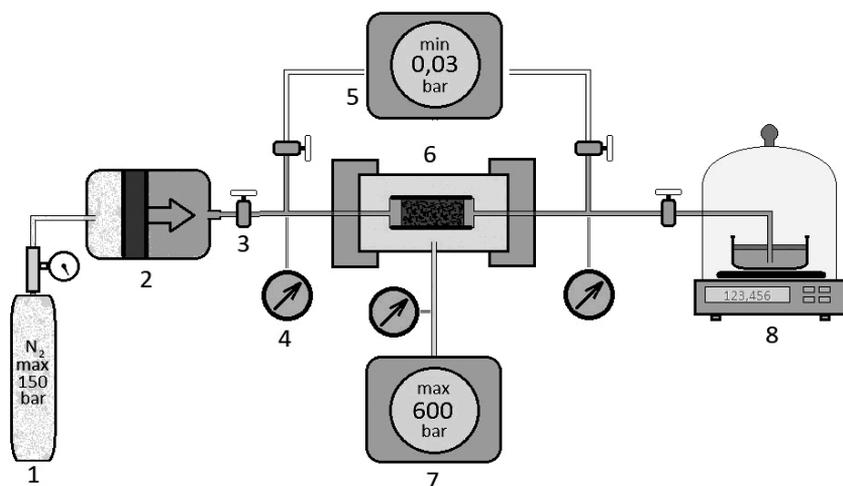


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

1 – буферная ёмкость; 2 – пневмоцилиндр; 3 – краны; 4 – датчики давления; 5 – вакуумный насос; 6 – кернодержатель с образцом; 7 – насос высокого давления; 8 – весы с ёмкостью для собранной жидкости

Исследуемый образец в резиновой манжете помещался в кернодержатель, в корпусе которого при помощи масляного насоса высокого давления создавалось необходимое всестороннее давление обжатия. Фильтрация жидкости через керн происходила под действием постоянного градиента порового давления, создаваемого при помощи пневмоцилиндра, расположенного на входе в кернодержатель. Массовый расход фильтрующейся жидкости измерялся при помощи лабораторных весов путём её непрерывного взвешивания на выходе из кернодержателя. Точность весов составляет 0.001 грамма, сами весы и жидкость на них защищены от внешних воздействий и испарения. Проницаемость исследуемого образца вычислялась по закону Дарси в стационарном потоке, исходя из скорости изменения массы жидкости на весах при заданном перепаде порового давления. Подобный подход позволяет исследовать фильтрацию в образцах с проницаемостями порядка десятых долей микродарси.

Для проведения данного исследования был использован ультранизкопроницаемый образец известняка, взятый из водоносного горизонта скважины ГФО «Михнево» с глубины 27 метров.

Образец имел форму цилиндра 30×30 мм. Проницаемость образца, измеренная по газу, составляла 0.006 миллидарси, пористость – 8.4%. Изначально сухой образец был помещён в кернодержатель, в котором было создано начальное давление обжатия в 3 МПа. После этого для удаления воздуха из пор было проведено вакуумирование. В течение следующих трёх суток образец находился под вакуумом (поровое давление порядка 5×10^{-3} МПа) при постоянном внешнем давлении 3 МПа. В качестве фильтрующей жидкости в опыте была использована дистиллированная вода. Насыщение образца происходило при давлении жидкости на входе в кернодержатель 0.57 МПа. Время насыщения до момента появления воды на выходе из кернодержателя составило порядка 3 суток.

Продолжительность опыта без учёта времени насыщения образца – 29 суток. Всё это время производилась непрерывная фильтрация жидкости через образец при перепаде порового давления 0.55–0.02 МПа (при среднем поровом давлении порядка 0.33 МПа). Давление обжатия несколько раз последовательно повышалось (до величин 5, 10, 12 и 15 МПа) после чего так же последовательно понижалось (5 и 3 МПа). На графике (рис. 2) сплошной линией показано, как менялось давление обжатия со временем. Точками показано изменение проницаемости образца со временем. Каждая точка соответствует 0.05 миллилитрам жидкости, прошедшей через образец, что составляет около 3% от суммарного объёма порового пространства образца. Повышенный разброс точек в начале кривой изменения проницаемости связан с влиянием пузырей воздуха, которые находились в трубопроводной системе на выходе из кернодержателя. Пузыри внесли помехи только в процесс измерения расхода жидкости, сам исследуемый образец при этом затронут не был.

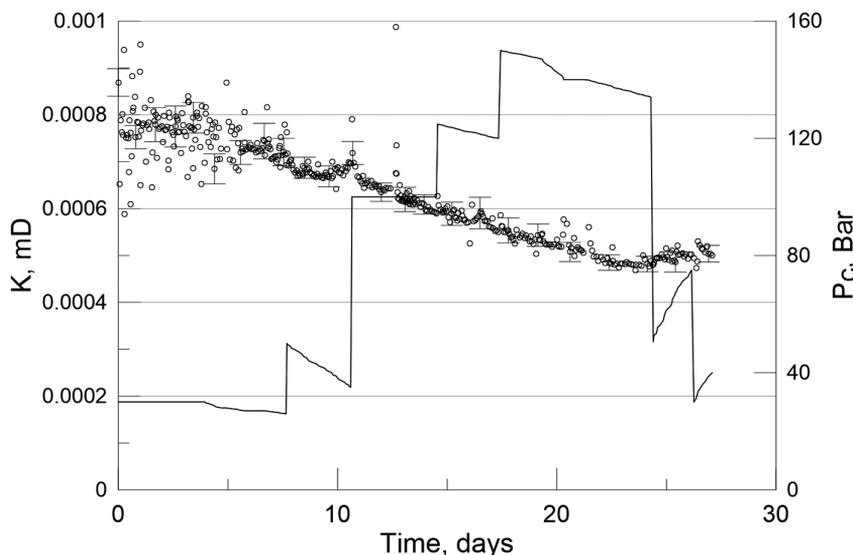


Рис. 2. Зависимость проницаемости (маркеры) образца и давления обжатия (линия) от времени на протяжении всего времени проведения опыта

Результаты эксперимента

На протяжении всей стадии нагружения образца происходило практически линейное снижение проницаемости со временем (рис. 2). На стадии разгрузки (после 2×10^6 секунды) наблюдался небольшой возврат проницаемости. Характерной особенностью графика является практически полное отсутствие видимых резких изменений проницаемости образца в моменты увеличения или уменьшения давления обжатия. Отчасти это может быть связано с выдавливанием жидкости из образца вследствие явления пороупругости. Выдавливаемая жидкость создавала дополнительный поток на выходе из образца, что приводило к кажущемуся увеличению его измеряемой проницаемости. При постоянных либо медленно меняющихся нагрузках проницаемость образца менялась линейно, при этом скорость изменения практически не зависела от величины нагрузки, создаваемой в эксперименте.

Обсуждение результатов

Для того, чтобы сделать вывод о том, что уменьшение проницаемости образца происходило вследствие его уплотнения (компрессии), необходимо исключить прочие факторы, приводящие к уменьшению проницаемости, не связанные с деформированием образца, главный из которых – засорение его порового пространства частицами, привнесёнными извне вместе с прокачиваемой жидкостью, либо изначально содержащимися в порак.

Кольматация пор эндогенными частицами. Отрыв внутрипоровых частиц и их перенос в виде суспензии или коллоида с последующим осаждением на стенках пор возникает во многих процессах, связанных с нефтедобычей. Перераспределение частиц в порах может приводить к значительному уменьшению проницаемости [Civan, 2007]. Считается, что переносимые частицы имеют скорость, равную или меньшую скорости несущей их жидкости [Oliveira, 2014]. При этом существует минимальная пороговая скорость потока жидкости, при которой происходит мобилизация частиц. Значение пороговой скорости может быть различно для разных пород, а также зависеть от прочих факторов, таких как тип жидкости, её температура и солёность [Bradford, 2011; Ochi, 1998]. Как правило, это значение составляет порядка десятых и сотых долей сантиметра в секунду, что достаточно много по сравнению с характерными скоростями фильтрации в природных пластах и при лабораторных исследованиях ядра. Для процесса кольматации пор эндогенными частицами также характерна высокая скорость протекания: в лабораторных исследованиях при превышении скорости потока порогового значения основная часть падения проницаемости образцов происходила при прокачке первых единиц суммарного порового объёма жидкости [Ochi, 1998; Oliveira, 2014].

Кольматация пор экзогенными частицами. Вторая возможная причина снижения проницаемости образцов при продолжительной прокачке жидкости заключается в засорении пор частицами, привнесёнными извне вместе с потоком жидкости. В настоящее время накоплено достаточно большое количество экспериментальных работ [Herzig, 1970], показывающих, что динамику изменения проницаемости пористой среды при фильтрации через неё разреженной суспензии с постоянной концентрацией частиц можно описать зависимостью вида

$$k = k_0 \frac{1}{1 + \beta \sigma}, \quad (1)$$

где k_0 – начальная проницаемость пористой среды, σ – доля объема порового пространства среды, занимаемая осажденными частицами, β – коэффициент оседания, устанавливаемый эмпирически. Основываясь на этой зависимости и уравнениях баланса масс частиц и жидкости, в случае, когда объемная доля частиц в потоке, а также изменение пористости среды вследствие их оседания малы, можно получить модельную зависимость проницаемости среды от объема прокачанной жидкости [Mikhailov, 2015]:

$$k = k_0 \frac{1}{1 + \beta C_0 V_{inj}(t)/V_{pore}} \approx 1 - \beta C_0 V_{inj}(t)/V_{pore}, \quad (2)$$

где $V_{inj}(t)$ – объем жидкости, прокачанной через образец, V_{pore} – объем порового пространства образца, C_0 – начальная объемная доля частиц в суспензии. В отличие от случая эндогенных частиц, процесс засорения порового пространства привнесенными извне частицами разреженных суспензий ($C_0 \ll 1$), как правило, достаточно продолжителен. Согласно существующим исследованиям [Mikhailov, 2015; Wong, 2010] характерные величины коэффициента оседания частиц β может составлять порядка 10^3 . Из выражения (2) можно сделать вывод, что для ощутимого снижения проницаемости образца необходимо прокачать через него объем жидкости, на порядки превышающий суммарный объем его порового пространства.

Мы считаем, что засорение порового пространства образца эндогенными частицами не может быть причиной снижения проницаемости со временем в описываемом здесь опыте. На рис. 3 показана зависимость скорости потока жидкости,

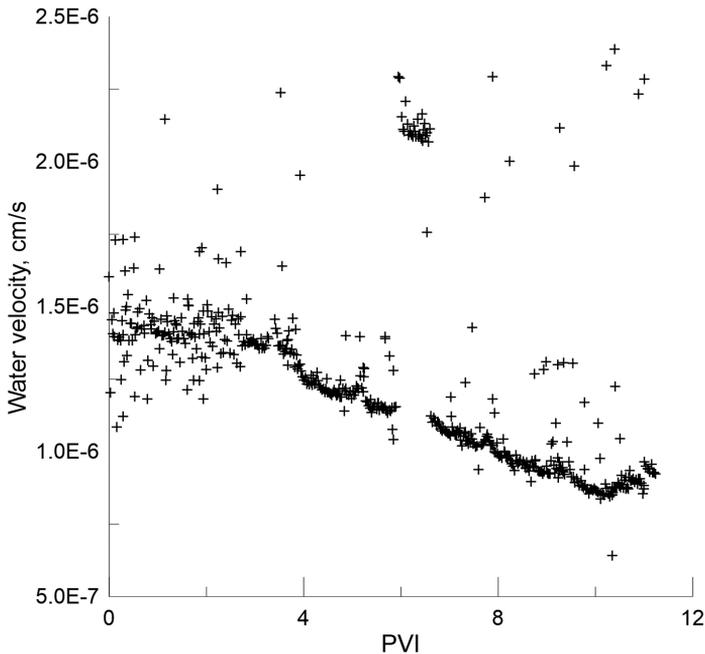


Рис. 3. Зависимость скорости жидкости от её объема, прокачанного через образец на протяжении всего опыта. Объем жидкости выражен в долях от суммарного объема порового пространства образца. Локальное увеличение скорости в середине опыта объясняется временным увеличением градиента порового давления

измеренной в опыте, от её объёма по отношению к суммарному объёму порового пространства образца. За всё время опыта через образец было прокачено около 11 объёмов его порового пространства. Средняя скорость жидкости составляла порядка 10^{-6} сантиметра в секунду, что на несколько порядков меньше характерных пороговых скоростей мобилизации эндогенных частиц [Ochi, 1998]. Кроме того, как отмечалось ранее, основная часть падения проницаемости в случае мобилизации частиц внутри пор должна происходить при прокачке первых единиц суммарного порового объёма жидкости. В нашем же случае снижение проницаемости происходило равномерно за весь период времени опыта. Это позволяет исключить засорение эндогенными частицами из числа возможных причин снижения проницаемости.

Характерный размер пор образца с проницаемостью $k \approx 10^{-3}$ миллидарси и пористостью $m \approx 0.08$ можно оценить исходя из соотношения $D_{pore} \approx 10 \times (k/m)^{1/2} \approx 30$ нм. При этом характерный размер частиц, которые могли бы проникнуть в подобные поры, согласно «золотому правилу фильтрации» должен быть меньше $1/3 \times D_{pore} \approx 10$ нм. Объёмную долю частиц в потоке, которая могла бы привести к снижению проницаемости в два раза при прокачке 10 объёмов порового пространства можно оценить при помощи соотношения (2) $C_0 \approx 5 \times 10^{-5}$. Очистка потока жидкости от частиц подобных размеров требует специальных методов фильтрации, которые в наших опытах не применялись.

Мы полагаем, что основной причиной снижения проницаемости со временем всё же являлось уплотнение образца. В лабораторных условиях компакция пористых пород при постоянных нагрузках наблюдалась различными исследователями на временах от нескольких часов [Sone, 2011; Almasoodi, 2014] до нескольких недель [Chhatre, 2015; van Noort, 2019]. К сожалению, в настоящее время не

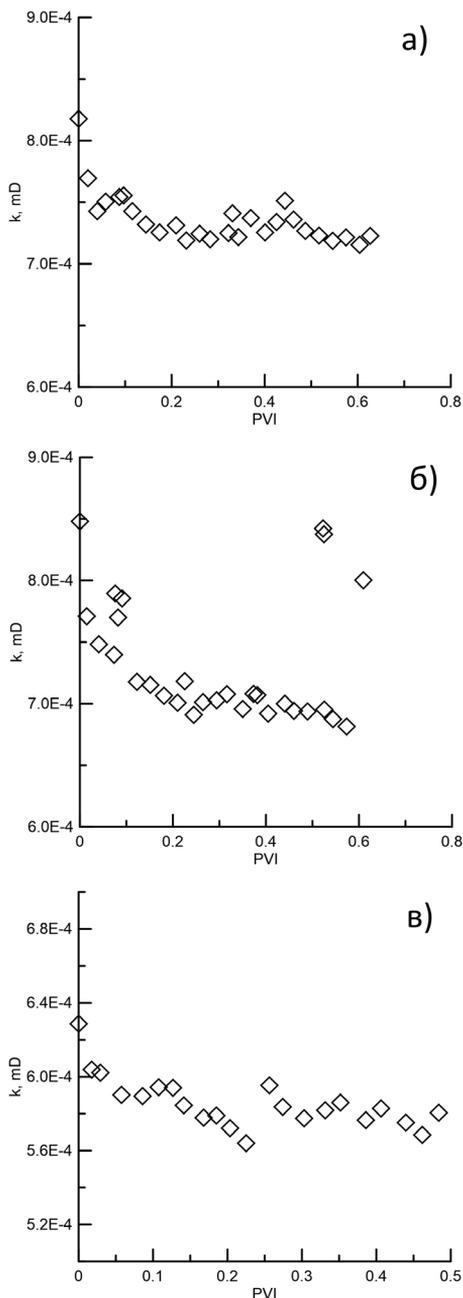


Рис. 4. Зависимость проницаемости от объёма жидкости, прокаченного через образец после очередного повышения давления обжата: а – с 2.5 до 5 МПа; б – с 3.5 до 10 Мпа; в – с 12 до 15 МПа

существует методики, позволяющей только по виду кривой зависимости проницаемости от времени сделать вывод о причинах её падения. В нашем случае в пользу версии об уплотнении, как основной причины снижения проницаемости говорит её реакция на резкие изменения внешней нагрузки. На рис. 4 показано, как менялась проницаемость образца после повышений давления обжатия. Резкий спад проницаемости в начале кривых говорит о деформировании образца. Также необходимо отметить частичное восстановление проницаемости в течение нескольких дней после снятия внешней нагрузки (рис. 2), чего не следовало бы ожидать в случае засорения порового пространства частицами. Всё же, для получения однозначного ответа на вопрос о причинах долговременного снижения проницаемости пористых образцов необходимо проводить совместные фильтрационные и деформационные исследования, что является перспективным направлением для будущей работы.

Заключение

Ранее нами была проведена серия опытов по кратковременному нагружению более проницаемых известняковых образцов [Архипов, 2017]. Опыты показали относительно слабую реакцию проницаемости на внешнюю нагрузку. В ходе ступенчатого цикла нагружения – разгрузки за время проведения опыта (порядка двух часов) проницаемость образцов необратимо уменьшалась на величину 3–5% от исходной. В результате опыта по долговременному нагружению установлено, что изменение проницаемости при тех же нагрузках на больших временах может быть гораздо значительней: в течение месяца проницаемость исследуемого образца снизилась более чем в полтора раза. При этом практически отсутствовала видимая упругая реакция образца на резкое повышение нагрузки. Мы предполагаем, что изменение проницаемости образца происходило в процессе его вязкого деформирования. Это явление требует дальнейшего изучения.

Работа выполнена в рамках гос. задания ИДГ РАН (проект № 0146-2019-0007).

Литература

Архипов Я.Д., Барышников Н.А., Зенченко Е.В., Турунтаев С.Б. (2017) Изменение фильтрационных свойств малопроницаемых пористых сред под воздействием внешней нагрузки // *Динамические процессы в геосферах: сб. научн. тр. ИДГ РАН.* 2017. №9. С. 68–75.

Барышников Н.А., Елисеев С.В., Зенченко Е.В., Лагутин Ю.В., Турунтаев С.Б. (2016) Лабораторное изучение фильтрационных свойств низкопроницаемых пористых сред // *Динамические процессы в геосферах: сб. научн. тр. ИДГ РАН.* 2016. № 8. С. 35–42.

Almasoodi, M.M., Abousleiman, Y.N. & Hoang S.K. (2014). Viscoelastic Creep of Eagle Ford Shale: Investigating Fluid-Shale Interaction. Society of Petroleum Engineers. doi:10.2118/171569-MS

Bradford, S.A., Torkzaban S., and Wiegmann A. (2011). Pore-Scale Simulations to Determine the Applied Hydrodynamic Torque and Colloid Immobilization // *Vadose Zone J.* 10 : 252–261, doi:10.2136/vzj2010.0064.

Chhatre, S.S., Braun, E.M., Sinha, S., Determan, M.D., Passey, Q.R., Zirkle, T.E., Kudva, R.A. (2015). Steady-State Stress-Dependent Permeability Measurements of Tight Oil-Bearing Rocks. Society of Petrophysicists and Well-Log Analysts.

Civan, F. (2007). Reservoir Formation Damage: Fundamentals, Modeling, Assessment, and Mitigation. Gulf Professional Publishing, Elsevier, Burlington.

Herzig J.P., Leclerc D.M., and Le P. (1970) Flow of Suspensions through Porous Media—Application to Deep Filtration Goff // *Industrial & Engineering Chemistry*. 1970. 62 (5), 8–35. DOI: 10.1021/ie50725a003.

Kwon, O., Kronenberg, A.K., Gangi, A.F., and Johnson, B. (2001), Permeability of Wilcox shale and its effective pressure law // *J. Geophys. Res.*, 106 (B9), 19339–19353, doi:10.1029/2001JB000273.

Mikhailov, D.N., Ryzhikov, N.I., & Shako, V.V. (2015). Experimental investigation of transport and accumulation of solid particle and clay suspensions in rock samples // *Fluid Dynamics*, 50 (5), 691–704, doi:10.1134/s0015462815050117.

van Noort, R. & Yarushina, V. *Rock Mech Rock Eng* (2019) 52: 299.

Ochi J., Vernoux J.-F. (1998) Permeability decrease in sandstone reservoirs by fluid injection: Hydrodynamic and chemical effects // *Journal of Hydrology*, Vol. 208, Issues 3–4, 1998, 237–248. ISSN 0022-1694, [https://doi.org/10.1016/S0022-1694\(98\)00169-3](https://doi.org/10.1016/S0022-1694(98)00169-3).

Oliveira M.A., Vaz A.S.L., Siqueira D.F., Yang Y., You Z., Bedrikovetsky P. Slow migration of mobilised fines during flow in reservoir rocks: Laboratory study // *Journal of Petroleum Science and Engineering*. Vol. 122, 2014. 534–541, <https://doi.org/10.1016/j.petrol.2014.08.019>.

Sone, H., & Zoback, M.D. (2011). Visco-plastic Properties of Shale Gas Reservoir Rocks. American Rock Mechanics Association.

Sone H., Zoback M.D. (2014a) Time-dependent deformation of shale gas reservoir rocks and its long-term effect on the in situ state of stress // *Int J Rock Mech Min Sci* 69: 120–132.

Wong, R.C.K. & Mettananda, D.C.A. *Transp Porous Med* (2010) 81: 105. <https://doi.org/10.1007/s11242-009-9387-0>.

УДК 530.394.2

10.26006/IDG.2019.11.38611

ОПЫТ ИЗМЕРЕНИЙ ВАРИАЦИЙ УРОВНЯ ПОДЗЕМНЫХ ВОД ПРИ МАССОВЫХ ВЗРЫВАХ

*Э.М. Горбунова, И.В. Батухтин, А.Н. Беседина,
Д.В. Павлов, З.З. Шарафиев*

ИДГ РАН

В статье представлены первые результаты наблюдений за реакцией водонасыщенного коллектора на массовые взрывы, производимые при разработке месторождения железных руд в г.Губкин Белгородской области. Установлены амплитуды и диапазоны частот гидрогеологических откликов разновозрастных водоносных горизонтов на взрывное воздействие. Зарегистрированные амплитуды колебаний уровня превышают величины максимальных смещений грунта в сейсмической волне на два порядка.

Введение

При подземной и открытой разработке месторождений полезных ископаемых с использованием взрывных технологий основное внимание уделяется анализу сейсмической обстановки для обеспечения безопасности окружающей инфраструктуры.

При проведении массовых взрывов контролируется уровень сейсмического воздействия на здания и сооружения. Интенсивность сейсмического действия взрыва оценивается по скорости колебания грунта и ускорению и не должна превышать значений, установленных соответствующими регламентами и нормативами.

Последствия интенсивного техногенного (взрывного) воздействия на подземные воды, связанные с эксплуатацией месторождений, не исследованы. Стандартные стационарные наблюдения за уровнем и химическим составом подземных вод направлены преимущественно на контроль эффективности дренажных мероприятий и оценку параметров формирующихся депрессионных воронок. Информация по реакции водоносных горизонтов на взрывные работы при разработке месторождений отсутствует, так как до настоящего времени на подобных объектах не проводился прецизионный мониторинг режима подземных вод. Известные результаты регистрации гидрогеологических откликов связаны с исследованием реакции подземных вод на прохождение сейсмических волн от землетрясений [Cooper, 1965; Besedina et al., 2016; Wang, Manga, 2010], дистанционной оценкой изменений фильтрационных свойств водовмещающих коллекторов [Elkhoury et al., 2006; Sun et al., 2018] и поиском предвестников землетрясений [Копылова, Болдина, 2019; Roeloffs, 1988].

Впервые экспериментальные измерения вариаций уровня воды в наблюдательной скважине во время массового взрыва в шахте были проведены 20.10.2018 г. Отклик водонасыщенного коллектора во время прохождения сейсмозврывного импульса прослежен в диапазоне частот 15–20 Гц. Остаточных изменений уровня воды, связанных с прохождением сейсмических волн от взрыва, отмечено не было [Беседина и др., 2019].

В данной работе представлены первые данные, полученные в результате установки стационарного аппаратурно-измерительного комплекса на двух наблюдательных скважинах АО «Комбинат КМА-руда» в г. Губкине Белгородской области, регистрации и обработки откликов уровня воды в скважинах на проведение массовых взрывов на шахте им. Губкина, которая разрабатывает Коробковское месторождение железных руд.

Общие сведения

Район работ находится на восточной окраине г. Губкин на границе двух железорудных месторождений Курской магнитной аномалии – Коробковского и Лебединского. Расположение наблюдательных скважин 633 и 636, в которых проводится мониторинг уровня подземных вод, показано на рис. 1.

Геологическое строение района характеризуется наличием двух структурных этажей. Нижний структурный этаж сложен архей-протерозойскими кварцитами, сланцами и песчаниками, смятыми в складки. К верхней зоне, представленной древней корой выветривания, приурочены трещинно-пластовые и трещинно-жильные воды.

Верхний структурный этаж выполнен горизонтально залегающими осадочными отложениями мезо-кайнозоя. Подземные порово-пластовые воды развиты преимущественно в альб-сеноманских песках нижнего мела. Залегающие в основании верхнего этажа юрские глины и породы девона служат водоупором и контролируют разрыв в положении уровней разновозрастных горизонтов.

Выполненные в июле 2019 г. геофизические исследования позволили уточнить геологический разрез, конструкцию и техническое состояние наблюдательных скважин (рис. 2).

Архей-протерозойский напорный водоносный горизонт вскрыт в интервале 68.1–90.1 м скважины 633, альб-сеноманский слабонапорный водоносный горизонт – в интервале 14.5–53.5 м скважины 636. Слабые водопритоки отмечены в

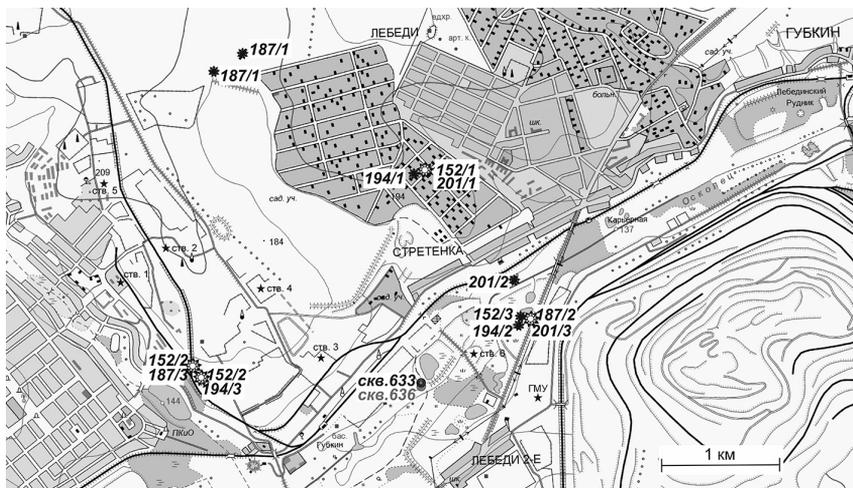


Рис. 1. Схема расположения наблюдательных скважин 633 и 636 (взрывы в камерах, зарегистрированные датчиками уровня воды, обозначены черными звездочками, повторные взрывы – белыми, цифры – условные номера взрывов; пятиконечными звездочками показаны стволы шахты им. Губкина)



Рис. 2. Геолого-геофизический разрез наблюдательных скважин 633 (слева) и 636 (справа)

интервалах 77–80 м и 84–86 м в открытой части ствола скважины 632 и в интервале рабочей части фильтра скважины 636 по данным резистивиметрии.

Резонансные частоты скважин 633 и 636 оценивались по формуле [Cooper et al., 1965]:

$$f_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{g}{H_e}}, \quad (1)$$

где $H_e = H + 3d/8$, g – ускорение свободного падения, m/c^2 ; H – высота столба воды в скважине, м; d – интервал открытой части ствола скважины и составили 0.08 и 0.09 Гц соответственно (периоды собственных колебаний 12.6 и 11.4 с).

Полученные значения значительно ниже диапазона частот гидрогеологических откликов, регистрируемых в скважинах при проведении массовых взрывов.

Методика

Измерения вариаций уровня подземных вод выполняются датчиками Keller PR-36W (Швейцария) с разрешением 0.2 мм, установленными на глубине 45.2 м (скв.633) и 11.5 м (скв. 636) от поверхности на 3 м ниже уровня воды. Атмосферное давление регистрируется датчиком Keller PAA-33X. В приямке на глубине ~ 0.5 м на стальной плите установлен трехкомпонентный сейсмометр СПВ-3К (рис. 3). Регистрация сигналов осуществляется 6-канальной станцией REFTEK-130 (США) с 01.06.2019 г. с частотой опроса 500 Гц/канал, с 14.07.2019 г. – 200 Гц/канал.

По состоянию на 31.05.2019 г. скважина 632 была зашламована до глубины 78 м, скважина 636 – до 45.2 м. 02-03.07.2019 г. скважина 632 прочищена до забоя, прокачена с восстановлением уровня до статического положения. 04.07.2019 г. в двух скважинах выполнен комплекс геофизических исследований, включающий кавернометрию, гамма-каротаж, электрокаротаж и резистивиметрию. Непрерывный мониторинг был запущен 5 июля 2019 г.

Проведена предварительная обработка данных регистрации четырех массовых взрывов в шахте 4, каждый из которых включает в себя 3 взрыва в различных камерах, расположенных на уровне от 250 до 300 м от поверхности (высота камеры 50 м) с интервалом от 40 с и более. Так как стабилизация уровня подземных вод происходит в течение первых секунд после взрыва, для анализа сейсмических и гидрогеологических данных произведена выборка рядов продолжительностью 4 сек для каждого взрыва. Соответственно, реакция водоносных горизонтов на каждый из 12 взрывов может рассматриваться отдельно.

Предварительно проводилась высокочастотная фильтрация временных рядов с граничной частотой 0.025 Гц. Получены записи скорости смещения



Рис. 3. Фото аппаратурно-измерительного комплекса

грунта по трем компонентам и вариаций уровня напорного (архей-протерозойского, скв. 633) и слабонапорного (альб-сеноманского, скв. 636) водоносных горизонтов. Составлены сводные таблицы максимальных амплитуд колебаний уровня подземных вод и скорости смещения грунта, зарегистрированных при взрывах и измеренных между последовательным максимумом и минимумом в скользящем окне длиной 0.05 с.

Нумерация взрывов приведена согласованно номеру дня от начала года и последовательности их проведения. Для каждого взрыва по рассматриваемым параметрам рассчитаны амплитудные спектры и выполнен сравнительный анализ волновых форм с учетом

расположения взрывных камер относительно наблюдательных скважин на расстоянии от 1 до 3.2 км.

Результаты регистрации

При проведении массовых взрывов в шахте им. Губкина в июне-июле 2019 г. в напорном водоносном горизонте зарегистрированы гидрогеологические отклики на 12 взрывах, в слабонапорном горизонте – на 9 взрывах. Амплитуда вариаций уровня напорного горизонта при прохождении цуга сейсмических волн изменялась от 11 мм до 1.2 м, для слабонапорного – от 54 до 754 мм. При двух взрывах, произведенных 13.07.2019 г. (194/2) и 20.07.2019 г. (201/3) на эпицентральной расстоянии 1–1.1 км от пункта наблюдений (рис. 1), амплитуда вариаций уровня напорного горизонта оказалась больше значений, зарегистрированных в слабонапорном горизонте.

Максимальные значения скорости смещения грунта определены преимущественно по горизонтальной компоненте В-3 за исключением двух взрывов 152/1 и 152/3, выполненных 01.06.2019 г. Реакция датчиков уровня, опущенных в скважины, опережает вступление сейсмометра, расположенного на поверхности, на 0.01–0.05 с на проведение 8 взрывов (рис. 4). Это может быть связано с тем, что

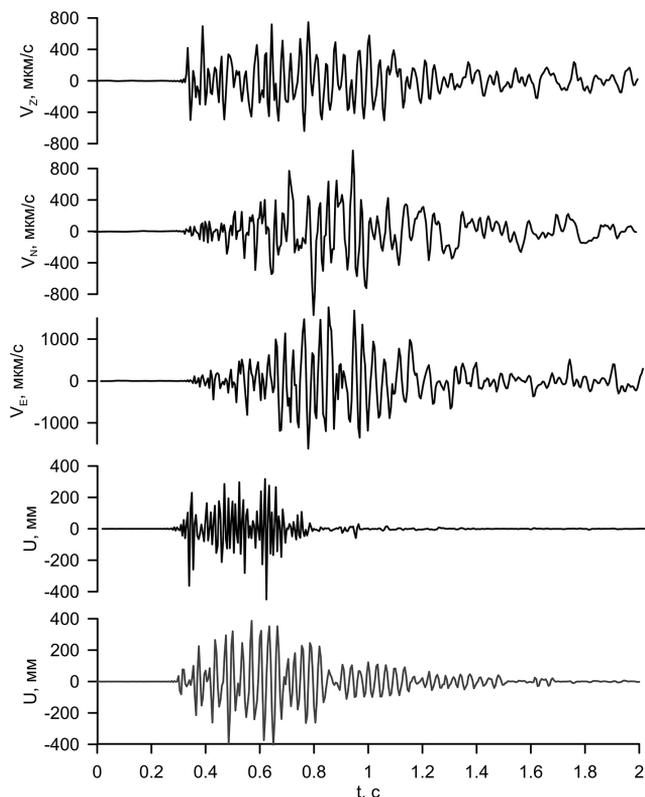


Рис. 4. Волновые формы скорости смещения грунта по трем компонентам (вертикальной – VZ, горизонтальным С-Ю - VN и В-З - VE) и вариаций уровня подземных вод (U) в скважинах 633 (черная) и 636 (серая) при взрыве 20.07.2013 (201/3)

скважины вскрывают водоносные горизонты, которые характеризуются площадным распространением над всей системой подземных камер. Вероятно, сейсмозврывной импульс в водоносных горизонтах опережает сейсмические волны в осадочных породах на поверхности.

Экстремумы скорости смещения по горизонтальной компоненте В-З и реакция уровня подземных вод не совпадают. Максимальные значения реакции напорного горизонта отмечены на 0.05–0.31 с раньше относительно максимумов скорости смещения грунта, слабонапорного горизонта – на 0.09–0.40 с для всех взрывов. Экстремумы напорного горизонта преимущественно установлены на 0.03–0.25 с раньше максимальных значений слабонапорного горизонта. В отдельных случаях прослежено запаздывание экстремума на 0.02–0.15 с при наибольшем «возмущении» напорного горизонта от взрывов 13.07.2019 г. (194/2) и 20.07.2019 г. (201/3) (рис. 4), при слабом воздействии – от взрыва 06.07.2019 г. (187/1) и при максимальном количестве использованного взрывчатого вещества при взрыве 20.07.2019 г. (201/1).

При проведении повторных взрывов в одних и тех же камерах, например, 06.07.2019 г. (187/2) (рис. 5) и 20.07.2019 г. (201/3) (рис. 1) общий вид

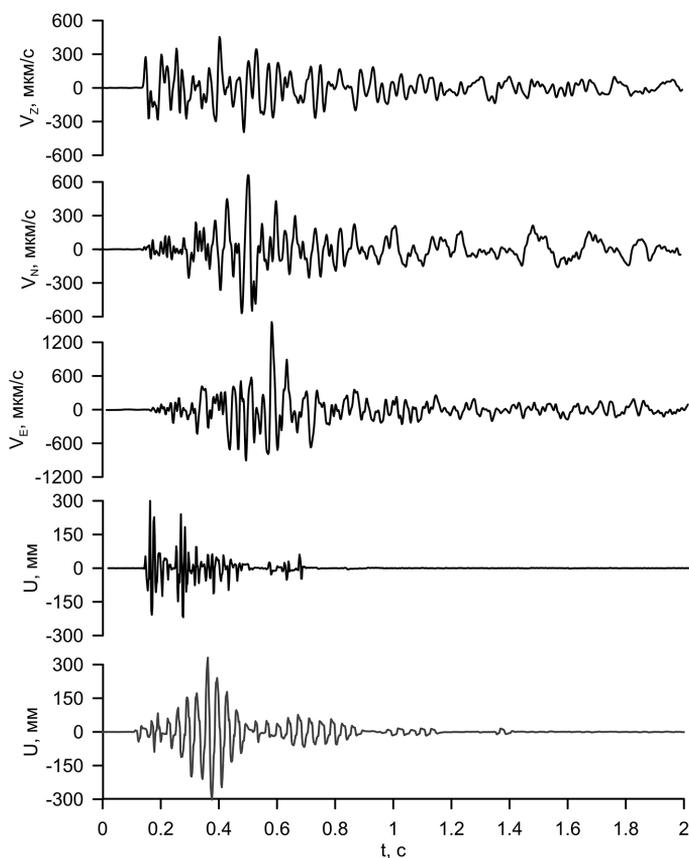


Рис. 5. Волновые формы скорости смещения грунта по трем компонентам (вертикальной – V_z , горизонтальным С-Ю – V_N и В-З – V_E) и вариаций уровня подземных вод (U) в скважинах 633 (черная) и 636 (серая) при взрыве 06.07.2019 (187/2)

гидрогеологического отклика подобен и отличается только по интенсивности воздействия на коллектор.

Максимумы спектров гидрогеологических откликов напорного горизонта на взрывы выделяются преимущественно в диапазоне 50–75 Гц и частично перекрываются с максимумами амплитудных спектров трех компонент скорости смещения грунта.

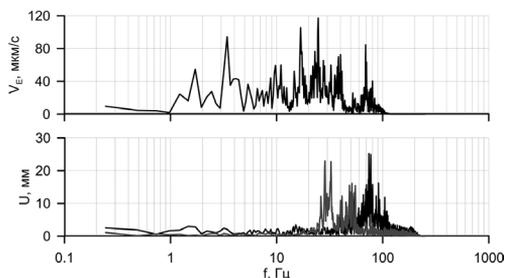


Рис. 6. Амплитудные спектры скорости смещения грунта по E- компоненте и уровня подземных вод (U) в скважинах 633 (черная) и 636 (серая) при взрыве 13.07.2019 (194/2)

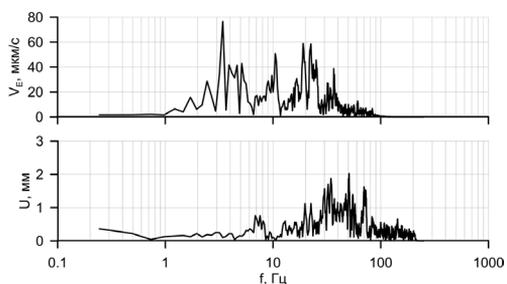


Рис. 7. Амплитудные спектры скорости смещения грунта по E- компоненте и уровня подземных вод (U) в скважине 633 при взрыве 01.06.2019 (152/2)

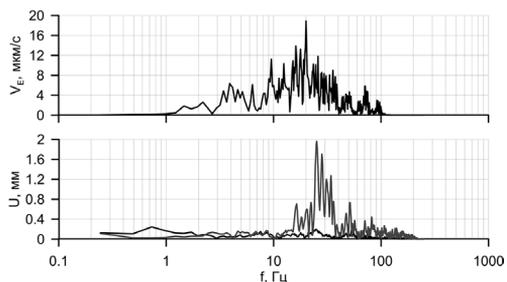


Рис. 8. Амплитудные спектры скорости смещения грунта по E- компоненте и уровня подземных вод (U) в скважинах 633 (черная) и 636 (серая) при взрыве 06.07.2019 (187/3)

Максимумы спектров скорости смещения грунта прослеживаются преимущественно в диапазоне частот от 3 до 30 Гц. Однако максимум спектра отклика уровня напорного горизонта на частоте 75 Гц соответствует максимуму спектра сейсмического сигнала на этой же частоте (рис. 6). При увеличении эпицентральных расстояний от 1.2 до 3.2 км между взрывными камерами и пунктом наблюдений отмечено смещение экстремумов гидрогеологических откликов напорного горизонта в низкочастотную область к диапазону частот 48–50 Гц и ниже – до частоты 25 Гц.

Амплитудные спектры вариации уровня в закольматированной скважине, вскрывающей напорный горизонт на серию взрывов 01.06.2019 г. (152/1–152/3), отличаются от общего вида спектров, полученных от взрывов после проведения прочистки и прокачки 02–03.07.2019 г. Максимумы спектров гидрогеологических откликов при взрывах 152/2 (подрыве двух камер) и 152/3 на эпицентральных расстоянии 1 км (рис. 1) зарегистрированы на частоте 50 Гц, при взрыве 152/1 – на частоте 25 Гц. Максимальные значения спектра вариаций уровня в закольматированной скважине частично соответствуют небольшому максимуму амплитудного спектра скорости смещения грунта по горизонтальной компоненте С-Ю (рис. 7).

Максимумы амплитудных спектров откликов слабонапорного горизонта на взрывы на эпицентральных расстояниях 1–1.1 км находятся в диапазоне частот 28–32 и 48–52 Гц. При увеличении эпицентрального

расстояния отмечается расщепление и смещение интенсивности спектра на частоту 25 Гц, которая частично выражена в спектрах скорости смещения грунта (рис. 8). При уменьшении интенсивности сейсмического воздействия на пласт максимумы спектров гидрогеологических откликов напорного и слабонапорного горизонтов сближаются и перекрываются.

Обсуждение

Общий вид колебаний уровня воды в скважинах и сейсмических сигналов на взрывы различается (рис. 4 и 5). В гидрогеологических записях, в отличие от сейсмических, прослеживаются серии отдельных пакетов колебаний в виде повторяющихся и постепенно затухающих импульсов.

Для анализа полученных экспериментальных данных по реакции подземных вод на взрывное воздействие привлечены результаты регистрации гидрогеологических откликов на сейсмические волны от удаленных землетрясений на территории геофизической обсерватории ИДГ РАН «Михнево» (ГФО «Михнево») (рис. 9) [Горбунова и др., 2018].

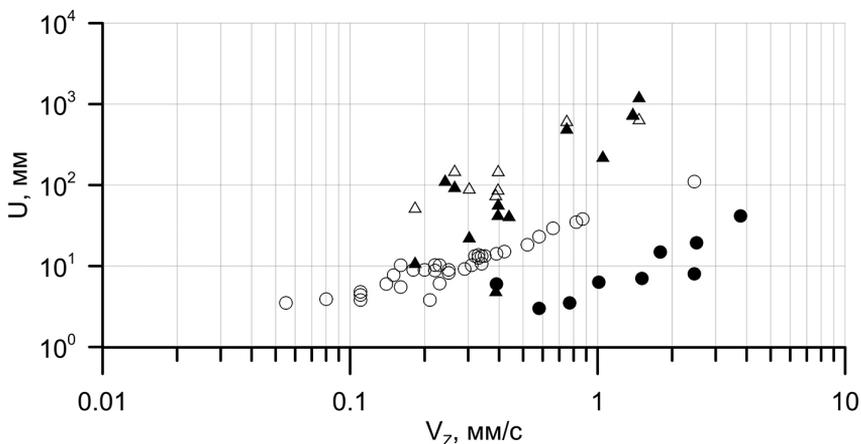


Рис. 9. Зависимость между максимальной скоростью смещения грунта по вертикальной компоненте и гидрогеологического отклика, зарегистрированного в г. Губкин в скважинах 633 (залитый треугольник) и 636 (пустой треугольник) и на территории ГФО «Михнево» в скважинах 2 (залитый круг) и 3 (пустой круг)

Для разновозрастных горизонтов выдерживается зависимость между максимальными значениями скорости смещения грунта и уровня подземных вод, зарегистрированных при взрывах на территории АО «Комбинат КМА-руда» и при прохождении волн от удаленных землетрясений на ГФО «Михнево» – с ростом максимальной скорости амплитуда колебаний уровня также растет. При проведении повторных взрывов в одной и той же камере шахты отклики уровня воды в скважинах подобны. Интересным оказывается обнаруженный эффект значительного превышения амплитуды колебаний уровня при взрывах относительно смещения грунта. При сопоставимых значениях скоростей смещения грунта по вертикальной компоненте амплитуды гидрогеологических откликов в скважинах г. Губкина на один-два порядка больше амплитуд вариаций уровня воды в скважинах ГФО

«Михнево». Вероятно, это обусловлено различием литологического состава водовмещающих пород. На территории ГФО «Михнево» водонасыщенный коллектор представлен известняком неравномерно трещиноватым, кавернозным с подчиненными прослоями глин и доломитов. В г. Губкине в скважине 633 водовмещающие породы сложены амфиболитовыми сланцами, в скважине 636 – песком глинистым.

Следует отметить различие гидрогеологических откликов на разных эпицентральных расстояниях от источника взрыва и землетрясения. При массовых взрывах ведущая роль в формировании сейсмического сигнала обусловлена горизонтальной компонентой, при землетрясениях – зависит от вертикальной компоненты.

Амплитуды гидрогеологических откликов напорного горизонта на проведение синхронных взрывов в двух камерах 01.06.2019 г. (152/2) и 06.07.2019 г. (187/1) при скорости смещения грунта 1.05 и 0.39 мм/с соответственно выбиваются из общего ряда (рис. 9). Рассчитанные значения массовых скоростей для этих взрывов ниже экспериментально зарегистрированных.

Заключение

Предварительно обработаны данные по регистрации гидрогеологических откликов альб-сеноманского (слабонапорного) и архей-протерозойского (напорного) водоносных горизонтов на 12 взрывах, проведенных на эпицентральных расстояниях от 1 до 3.2 км.

Получены новые данные о реакции подземных вод на проведение массовых взрывов и выделены основные закономерности, а именно:

- опережение реакции водоносных горизонтов на взрывы относительно смещения грунта на поверхности;
- опережение экстремумов вариаций уровня подземных вод относительно экстремумов скорости смещения грунта;
- различие основных частот вариаций уровня разновозрастных горизонтов.

Судить о возможном влиянии взрывов на фильтрационные свойства коллектора на данном этапе не представляется возможным из-за отсутствия продолжительного ряда наблюдений.

Авторы выражают благодарность Главному гидротехнику АО «Комбинат КМА-руда» С.А. Войнову за предоставленные материалы по наблюдательным скважинам и помощь в организации измерений.

Работа выполнена по теме Гос. задания (проект № 0146-2019-0001) и при финансовой поддержке РФФИ (проект № 19-05-00809-а).

Литература

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 В кн. Триггерные эффекты в геосистемах (Москва, 4–7 июня 2019 г.): материалы V Всероссийской конференции с международным участием. М.: ГЕОС. 2019.

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

Копылова Г.Н., Болдина С.В. Гидрогеосейсмологические исследования на Камчатке: 1977–2017 гг. // Вулканология и сейсмология. 2019. № 2. С. 3–20.

Besedina A., Vinogradov E., Gorbunova E., Svintsov I., Chilean earthquakes: aquifer responses at the Russian platform // *Pure and Applied Geophysics*. Vol. 173 (4). 2016. P. 1039–1050.

Cooper H.H., Bredehoeft J.D., Papadopoulos I.S., Bennett R.R. The response of well-aquifer systems to seismic waves // *J. Geophys. Res.* 1965. V. 70. P. 3915–3926.

Elkhoury J.E., Brodsky E.E., Agnew D.C. Seismic Waves Increase Permeability // *Nature*. Letters. Vol. 441/29. June 2006. P. 1135–1138.

Roeloffs E.A. Hydrologic precursors to earthquakes: A review // *Pure and Applied Geophysics*, 126 (2). 1988. P. 177–209.

Sun X., Xiang Y., Shi Z. Estimation the hydraulic parameters of a confined aquifer based on the response of groundwater levels to seismic Rayleigh waves // *Geophys. J. Int.* 213. 2018. P. 919–930.

Wang C.-Y., Manga M. Earthquakes and Water. Berlin Heidelberg. Springer-Verlag. 2010. – 225 p.

УДК 622.234.573..... 10.26006/IDG.2019.11.38613

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ И РАСКРЫТИЯ ТРЕЩИН ГИДРОРАЗРЫВА В ЛАБОРАТОРНОМ ЭКСПЕРИМЕНТЕ АКУСТИЧЕСКИМИ МЕТОДАМИ

Е.В. Зенченко, П.Е. Зенченко, А.А. Лукина, С.Б. Турунтаев

ИДГ РАН

В работе приводятся результаты лабораторных экспериментов по исследованию распространения трещин гидроразрыва в условиях трёхосного нагружения. Регистрация изменения амплитуды проходящих через трещину волн позволила определить моменты образования трещин, заполнения трещин жидкостью, увеличение раскрытия трещины по мере продолжения закачки. Используя методы активного и пассивного акустического мониторинга измерена скорость распространения как сухого носика трещины, так и фронта заполняющей трещину жидкости гидроразрыва. Полученные результаты могут быть использованы для лучшего понимания механики образования и развития трещин

Введение

Методы пассивного и активного акустического мониторинга трещины гидроразрыва в настоящее время широко используются как в лабораторных, так и в полевых условиях. При этом методы активной акустики в полевых условиях применять значительно сложнее, чем в лаборатории. В нашей работе приводятся результаты исследований, полученные обоими методами, но больший объем исследований выполнен с использованием активного акустического мониторинга.

[Medlin и Massé, 1984] показали возможность измерения длины трещины по регистрации ослабления волн сжатия. Эти исследования получили дальнейшее

развитие в работах [Groenenboom, 1998; 2001], где использовалась дифракция акустических волн на кончике трещины, а также применялись излучатели и приёмники поперечных волн, что позволило получить информацию о закрытии и повторном открытии трещины гидроразрыва. Используя методы акустического мониторинга [Stanchits и др., 2012; 2014; 2015] установили, что зарождение и распространение трещины ГРП происходит до достижения максимума давления в скважине, подтвердив ранее полученные результаты [Zoback и др., 1977].

В этой работе описаны результаты исследования распространения трещины гидроразрыва, выполненные на установке трехосного нагружения. Эксперименты проводились для разных случаев ориентации трещины ГРП относительно скважины. В первом эксперименте была образована продольная (вдоль оси скважины) трещина. Во втором – первоначально создана поперечная субгоризонтальная трещина (перпендикулярно оси рабочей скважины), затем, при изменении условий нагружения образца, из окрестности рабочей скважины была образована продольная вертикальная, пересекающая исходную трещину ГРП. При помощи этой трещины образец, в итоге, был разделён на две части. Также был проведён пробный эксперимент по созданию поперечной трещины гидроразрыва, сопровождаемый скоростной видеосъемкой, позволивший напрямую измерить скорость роста трещины.

Лабораторная установка

Описываемые эксперименты проводились на установке трехосного нагружения, разработанной в ИДГ РАН. Конструктивно установка состоит из двух горизонтальных оснований диаметром 750 мм, между которыми расположена боковина с внутренним диаметром 430 мм. Основания между собой стягиваются шпильками, образуя рабочую камеру диаметром 430 мм при высоте 70 мм. В основаниях и боковине имеется ряд отверстий, которые могут использоваться для монтажа пьезоэлектрических преобразователей акустической эмиссии, присоединения датчиков давления, а также для подачи рабочих жидкостей. Схема расположения пьезопреобразователей в установке показана на рис. 1. В качестве модельного материала в данной установке использовалась смесь гипса с добавлением портландцемента, которая заливалась в рабочий объем установки при снятом верхнем основании и выравнивалась. Затем образец твердел и высушивался. Вопросы подобия и адекватности используемого модельного материала и параметров эксперимента применительно к гидроразрыву в полевых условиях, были рассмотрены в работе [Trimonova, 2017].

При сборке установки перед проведением эксперимента поверхность образца накрывалась резиновой мембраной, поверх которой устанавливалось верхнее основание. Между мембраной и основанием сохранялся небольшой зазор толщиной около 2 мм, который в ходе эксперимента 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 боковины были смонтированы четыре герметичные камеры из тонкой листовой меди со штуцерами, выведенными наружу через отверстия в боковине. Камеры также схематически изображены на рис. 1. Угловая длина каждой камеры составляла 80°. Штуцеры диаметрально противоположных камер соединялись между собой. Необходимое давление в парных камерах создавалось при помощи ручного масляного насоса. Все четыре камеры также можно было соединить между собой, чтобы создать равнокомпонентное поле горизонтальных напряжений.

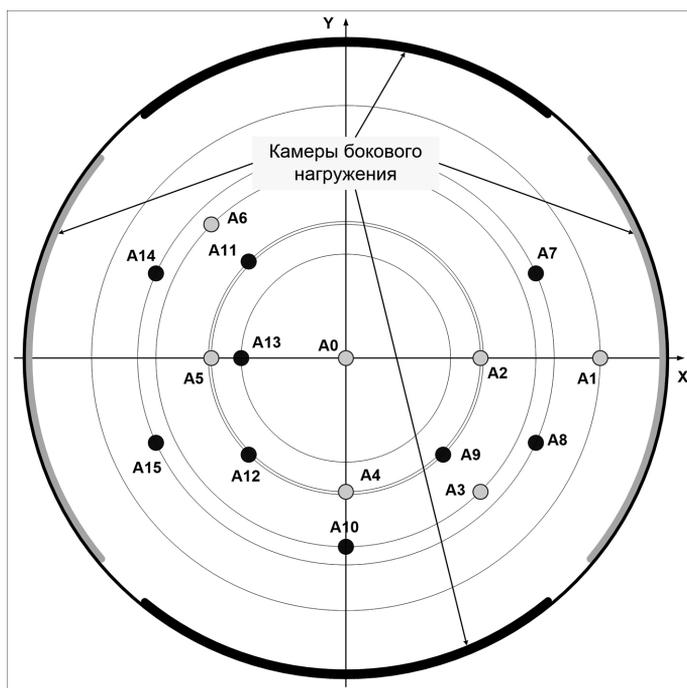


Рис. 1. Схема расположения преобразователей акустической эмиссии и камер бокового нагружения в экспериментальной установке. Светлые кружки – преобразователи АЭ в верхнем основании, черные – в нижнем

Для формирования рабочей скважины в эксперименте с созданием вертикальной трещины гидроразрыва в нижнем основании устанавливалась вставка из фторопласта, имеющая небольшую конусность, которая после затвердевания гипса вынималась. Таким образом, скважина была необсаженной, а в качестве затравок на середине её высоты были проделаны узкие прорезы глубиной 3 мм и высотой около 10 мм, ориентированные по оси X экспериментальной установки, вдоль которой, во время эксперимента, действовало максимальное горизонтальное сжимающее напряжение. Также в образце по такой же технологии формировались две технологические скважины, расположенные на периферии рабочей камеры. Образованные таким способом отверстия использовались для насыщения порового пространства образца. В качестве порового флюида использовался насыщенный раствор гипса, что предотвращало частичное растворение высушенного образца. При подготовке эксперимента по созданию горизонтальной трещины ГРП перед заливкой образца в центральное отверстие нижнего основания вставлялась латунная трубка диаметром 12 мм с заглушенным концом, имитирующая обсаженную скважину. В этом случае использовалась затравка из двух слоёв латунной сетки с размером ячейки 0.3 мм в виде диска диаметром 25 мм, расположенного на глухом конце трубки на середине высоты будущего образца.

Во время эксперимента, для создания трещины гидроразрыва, в центральную скважину подавалась рабочая жидкость (минеральное масло с вязкостью ≈ 0.1 Па·с) с постоянным расходом ≈ 0.2 см³/с. Давление в рабочей 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 Л-Кард с частотой дискретизации 100 Гц с записью на жесткий диск персонального компьютера.

Мониторинг трещины гидроразрыва осуществлялся как в пассивном (регистрация акустической эмиссии, сопровождающей рост трещины ГРП), так и в активном режимах (регистрация ультразвуковых импульсов, проходящих через образец во время роста трещины). В обоих случаях акустические импульсы регистрировались пьезопреобразователями, расположенными в верхнем и нижнем основаниях. Сигналы с преобразователей подавались на предусилители, после чего регистрировались скоростным АЦП E20-10 производства Л-Кард с частотой дискретизации 2.5 МГц на канал с непрерывной записью на жесткий диск компьютера. Активный акустический мониторинг использовался в эксперименте по созданию горизонтальной трещины гидроразрыва. В этом случае излучателем служил пьезопреобразователь А0, расположенный в центре верхнего основания. Приёмниками служили преобразователи, расположенные в нижнем основании на ближайших расстояниях к нему. Ультразвуковой импульс возбуждался путём подачи на пьезопреобразователь электрического импульса амплитудой ≈ 200 В. Резонансная частота пьезопреобразователей составляла примерно 250 кГц, период повторения импульсов – 100 или 200 мс.

Методика обработки данных

Выделение импульсов акустической эмиссии из полученных в ходе эксперимента записей проводилось в два этапа, как описано в работе [Grosse, Ohtsu, 2008]. На первом этапе, используя пороговый критерий, выделялся фрагмент записи, содержащий импульс акустической эмиссии. Затем, на втором этапе, используя информационный критерий Акайки [Akaike, 1974], применённый позднее для обработки сейсмограмм [Maeda, 1985], определялось точное время вступления сигнала. Далее, по временам вступлений импульса акустической эмиссии, зарегистрированного четырьмя приемниками, рассчитывались координаты и время «срабатывания» источника.

Для выделения зондирующих ультразвуковых импульсов при активном акустическом мониторинге использовалась периодичность их посылки. При этом, вследствие погрешностей частот дискретизации АЦП и периода повторения импульсов, приходилось брать достаточно большой фрагмент записи, чтобы со временем выделенный импульс не выходил за пределы выделенного окна. После этого, используя преобразование Гильберта, строилась огибающая каждого фрагмента. При проведении этих измерений необходимо было строго следить за тем, чтобы принятые сигналы не выходили за динамический диапазон АЦП, что, в противном случае, приводило бы к потере информации об амплитуде сигнала.

Результаты экспериментов

Вертикальная трещина ГРП. В ходе эксперимента давление в камерах горизонтального нагружения по оси X поддерживалось на уровне 1.8...2.2 МПа, а по оси Y – около 0.6 МПа. Вертикальное давление во время эксперимента составляло приблизительно 6.5 МПа. В этом эксперименте проводилась регистрация импульсов акустической эмиссии, сопровождающей рост трещины ГРП. Исходя из

расположения трещины, была проведена обработка записей сигналов с датчиков АЭ, расположенных в точках А4, А5, А12 и А15 в её окрестности, подключенных к одному АЦП. Принимая во внимание, что большинство событий, сопровождающихся излучением импульсов акустической эмиссии, происходят в течение короткого интервала времени после достижения пика давления, был обработан небольшой участок записи длительностью несколько секунд, начинающийся примерно за секунду до времени достижения максимального давления. Всего на этом участке записи было выделено 13 импульсов, зарегистрированных всеми рассматриваемыми датчиками, предположительно относящихся к одним и тем же событиям. При решении задачи локации было надёжно определено положение восьми источников из 13, что обусловлено невысоким качеством остальных записей, не позволяющим достаточно точно определить время прихода сигнала АЭ на приёмник на отдельных каналах.

На рис. 2 нанесены точки источников АЭ в соответствии с их горизонтальными координатами и метками времени их образования, привязанными к времени зарождения трещины ГРП. Можно отметить хорошее совпадение лоцированных источников с траекторией образовавшейся трещины. Предполагая, что источники акустической эмиссии находятся вблизи носика образующейся трещины, можно определить среднюю скорость её распространения, которая в этом эксперименте составила приблизительно 90 мм/с.

Пробный эксперимент по образованию поперечной трещины. Эксперимент проводился в высушенном ненасыщенном образце такого же состава, как и основные

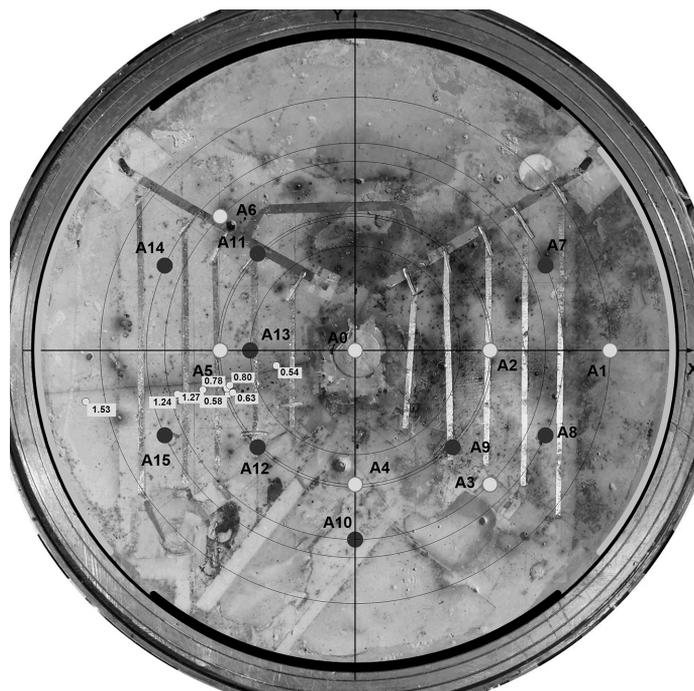


Рис. 2. Фотография образца после эксперимента с образовавшейся трещиной ГРП. Метки времени отсчитываются от момента достижения максимального давления

эксперименты. Диаметр образца составлял 105 мм при высоте 60 мм. Экспериментальная сборка устанавливалась в штупер для подачи масла и фиксировалась с помощью специального упора, предотвращавшего выталкивание образца давлением масла при проведении эксперимента. Цилиндрическая боковая поверхность образца оставалась ненагруженной. Усилие, действующее на образец при давлении в трубке (скважине) 5 МПа, не превышало 250 Н, соответствуя напряжениям в образце 0.03 МПа, что также позволяет считать образец практически ненагруженным в вертикальном направлении. Для регистрации момента выхода трещины ГРП на поверхность образца использовалась высокоскоростная видеосъёмка с частотой 600 кадров/с, синхронизованная с записью давления в скважине.

На рис. 3 показан внешний вид образца, разделённого по трещине ГРП. Видно, что трещина не прошла через весь образец, что может свидетельствовать о неустойчивом характере роста трещины. Обоснованно предполагая, что начало роста трещины ГРП соответствовало максимуму давления в скважине, по результатам обработки кадров скоростной съёмки установлено, что трещина впервые вышла на поверхность образца через 0.30 с после её образования. Выход масла при этом наблюдался ещё примерно спустя 0.28 с после выхода трещины на поверхность. На основе этих измерений можно оценить скорость распространения трещины гидроразрыва как 130 мм/с. При этом средняя скорость распространения фронта жидкости по трещине составила примерно 70 мм/с.

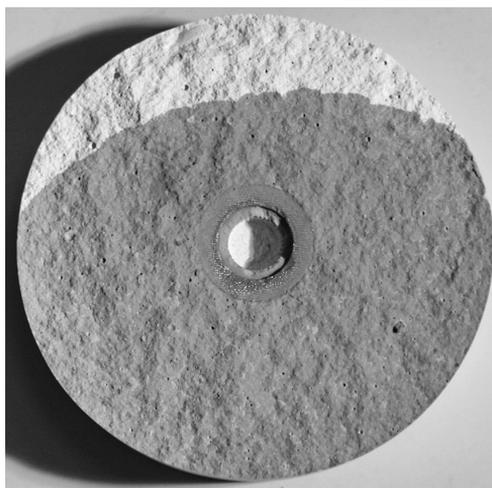


Рис. 3. Фото образца, разделённого по трещине ГРП

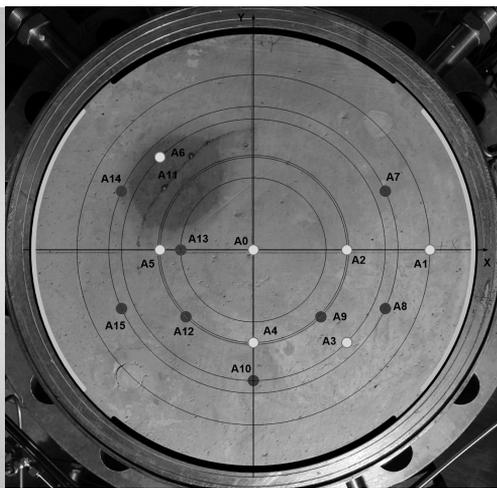


Рис. 4. Фото образца с горизонтальной трещиной после эксперимента

Основной эксперимент по образованию горизонтальной трещины. Для образования горизонтальной дисковой трещины ГРП необходимо, чтобы горизонтальное сжимающее напряжение превышало вертикальное. В этом эксперименте вертикальное давление было задано ≈ 0.95 МПа. Давление в камерах горизонтального нагружения поддерживалось в диапазоне 1.4...1.6 МПа. На рис. 4 представлена фотография образца после проведения эксперимента. Видно, что образовавшаяся трещина вышла на поверхность в пределах сектора немногим более 90° . Последующее

разделение образца по вертикальной плоскости показало, что образовавшаяся трещина имеет плоскую горизонтальную часть радиусом приблизительно до точки A13, переходящую в коническую поверхность, часть которой доходит до поверхности образца. Выход трещины на поверхность обусловлен различием граничных условий на нижней и верхней плоскостях образца. Нижняя сторона образца граничит с неподвижной поверхностью нижнего основания, в то время как верхняя сторона имеет свободу перемещения в вертикальном направлении, находясь в то же время под вертикальной нагрузкой. Аналогичное поведение трещин ГРП наблюдалось в работе [Bunger и др., 2013].

На рис. 5 представлена зависимость давления в центральной скважине, синхронизированная с зависимостями изменения амплитуды огибающей ультразвуковых импульсов от времени. Можно отметить, что спад амплитуды ультразвуковых

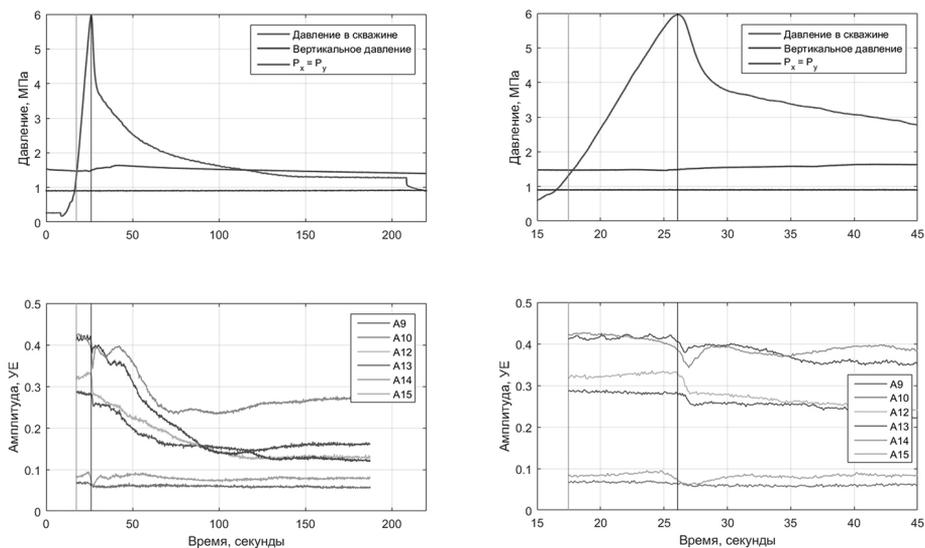


Рис. 5. Полная запись зависимости давления в центральной скважине и синхронных с ней зависимостей изменения амплитуды огибающей ультразвуковых импульсов от времени (слева). Начальный фрагмент этой записи (справа). Вертикальной линией обозначен момент времени достижения максимума давления

импульсов на приёмниках начинается до достижения максимального давления, что может свидетельствовать о начале роста трещины гидроразрыва при давлении, меньшем максимального. Спад амплитуды происходит плавно, поэтому выделить какую-либо характерную точку на этих кривых затруднительно и, соответственно, сложно установить точную привязку по времени. После спада следует её подъем, величина которого больше на тех приёмниках, которые расположены либо в секторе, где трещина вышла на поверхность, либо вблизи него. Этот рост амплитуды обусловлен, скорее всего, выходом фронта жидкости ГРП на линии «источник-приёмник». В той части трещины, которая не вышла на поверхность, масло практически не достигло этих линий, в результате чего амплитуда не выросла. Аналогичная картина наблюдалась и в пробном эксперименте, где фронт масла заполнил только часть образца. В отличие от спада, начало роста амплитуды чётко локализовано во времени. Учитывая пространственное расположение источника ультразвуковых

импульсов, приёмников и геометрию трещины, можно оценить скорость распространения фронта жидкости ГРП в этом эксперименте, которая составила ≈ 35 мм/с.

При рассмотрении полных зависимостей изменения амплитуды огибающей ультразвуковых импульсов от времени можно отметить последующий значительный спад амплитуды ультразвуковых импульсов после небольшого подъёма после пика давления в скважине. Этот спад обусловлен, по-видимому, дальнейшим расширением образовавшейся трещины. На приёмниках, расположенных ближе к центральной скважине, этот спад максимальный. Можно отметить более чем трехкратное падение амплитуды по сравнению с исходной величиной до образования трещины.

Заключение

Использование методов активного и пассивного акустического мониторинга трещины гидроразрыва в лабораторном эксперименте позволило выявить важные особенности её распространения. Значение скорости трещины (90 мм/с), полученное в эксперименте на большом образце в установке трёхосного нагружения, сопоставимо с результатом измерения средней скорости сухой трещины (130 мм/с), полученным в пробном эксперименте на образце меньшего размера с видеорегистрацией выхода трещины на боковую поверхность образца.

В пробном эксперименте по образованию поперечной горизонтальной трещины гидроразрыва было выявлено наличие сухого носика трещины и оценено среднее значение скорости фронта жидкости в трещине ГРП. Величина этой скорости (70 мм/с) также сопоставима со средней скоростью распространения фронта жидкости, измеренной в эксперименте по образованию горизонтальной трещины гидроразрыва на большом образце (35 мм/с), используя метод активного акустического мониторинга.

Отклонение горизонтальной трещины ГРП в сторону свободной поверхности, обусловленное различием граничных условий на плоских поверхностях образца, является недостатком проведенного эксперимента, при том, что в пробном эксперименте, где обе плоские поверхности цилиндрического образца были свободными, такого отклонения не наблюдалось. Для преодоления этого недостатка в будущих экспериментах необходимо каким-либо способом изменить условие контакта образца и нижнего основания.

Работа выполнялась в соответствии с пунктом программы ФНИ государственных академий наук на 2013-2020 годы (проект № 0146-2019-0007).

Литература

Akaike H. Markovian representation of stochastic processes and its application to the analysis of autoregressive moving average processes // *Annals of the Institute of Statistical Mathematics*, 1974, (1977 в ссылках) 26, 363–387.

Bunger A.P., Gordeliy E., Detournay E. Comparison between laboratory experiments and coupled simulations of saucer-shaped hydraulic fractures in homogeneous brittle-elastic solids // *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 61, 2013, 1636–1654.

Groenenboom, J., Fokkema, J.T. Monitoring the width of hydraulic fractures // *Geophysics*, January–February, 1998, 63, No. 1, 139–140.

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 Journal*, March 2001, 14–24.

Grosse C.U., Ohtsu M. Acoustic Emission Testing. 2008. Springer, DOI 10.1007/978-3-540-69972-9.

Maeda N. A method for reading and checking phase times in autoprocesing system of seismic wave data // Zisin (=Jishin), 1985, 38, 365–379.

Medlin W.L., Massé L. Laboratory Experiments in Fracture Propagation // SPE, June 1984, 256–268.

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., Surdi A., Gathogo P., Edelman E., Suarez-Rivera R. Onset of Hydraulic Fracture Initiation Monitored by Acoustic Emission and Volumetric Deformation Measurements. Rock Mech Rock Eng, 2014, 47, 1521–1532. DOI 10.1007/s00603-014-0584-y.

Stanchits S., Burghard J., Surdi A. Hydraulic Fracturing of Heterogeneous Rock Monitored by Acoustic Emission // Rock Mech Rock Eng, 2015, 48, 2513–2527. DOI 10.1007/s00603-015-0848-1.

Trimonova M., Baryshnikov N., Zenchenko E., Zenchenko P., Turuntaev S. The Study of the Unstable Fracure Propagation in the Injection Well: Numerical and Laboratory Modeling // SPE-187822-MS, 2017.

Zoback M.D., Rummel F., Jung R., Raleigh C.B. Laboratory Hydraulic Fracturing Experiments in Intact and Pre-fractured Rock. Int. J. Rock Mech. Min. // Sci. & Geomech. Abstr., 1977, Vol. 14, 49–58.

УДК 551.24+550.814

10.26006/IDG.2019.11.38614

АНАЛИЗ ЛИНЕЙНЫХ СТРУКТУР СОЧЛЕНЕНИЯ СИБИРСКОЙ ПЛАТФОРМЫ И БАЙКАЛЬСКОЙ РИФТОВОЙ ЗОНЫ

Г.Н. Иванченко, Э.М. Горбунова

ИДГ РАН

Работа посвящена исследованию линейных структур в юго-западной части Байкальской рифтовой зоны (БРЗ). Особенности геодинамики региона находят отражение в поле линеаментов, которые проанализированы с использованием пакета программ LESSA. Сделаны предположения о статистической связи параметров линеаментов с эволюцией напряжённого состояния БРЗ

Введение

Структурообразование и неотектоническая активность зоны сочленения Сибирской платформы, Амурской субплиты и разделяющей их Байкальской рифтовой зоны кайнозойского возраста зависят от изменяющегося во времени

смещения Амурской субплиты относительно Евразии. К индикаторам геодинамической обстановки рассматриваемого региона могут быть отнесены линейные структуры, которые выражены в поле малых и протяжённых линеаментов. Геологическими прототипами линеаментов являются преимущественно неотектонические или унаследовано развивающиеся в новейшее время разрывы, флексурно-разрывные зоны и зоны повышенной трещиноватости и проницаемости литосферы, обычно выраженные в рельефе [Макаров, Сенин, 1983]. Это объясняет хорошее совпадение результатов линеаментного анализа изображений и цифровых моделей рельефа того же масштабного уровня.

Исследование линеаментов основано на визуальной и автоматизированной обработке дистанционных материалов – топокарт, космоснимков, цифровых моделей рельефа. Эффективность использования компьютерного анализа применительно к северо-западной части и южному флангу БРЗ в качестве экспресс-метода определения напряженного состояния участков земной коры наглядно продемонстрированы в работах [Балуев, Малкин, 1999; Иванченко и др., 2009; Иванченко, Горбунова, 2015]. Интерактивный метод компьютерного линеаментного анализа (программа LESSA) позволяет выделять линеаменты по различным критериям выраженности и выполнять угловую статистику их распределения.

С учетом предположения о статистической связи параметров выделения линеаментов с возрастом активизации в кайнозойе и их геологической природой можно получить дополнительные аргументы для восстановления геодинамической истории формирования БРЗ. В данной работе эта региональная задача ограничена зоной влияния БРЗ на неотектонику юга Сибирской платформы и на формирование морфоструктур в рассматриваемом регионе. Особенности строения области к северо-западу от Байкальской впадины (северо-западное плечо Байкальского рифта) косвенно свидетельствуют об эволюции напряжённого состояния БРЗ.

Методика работы

Преимущества предлагаемой методики обработки космоснимков заключается в возможностях компьютерного дешифрирования линеаментов (программный пакет LESSA), принципиально недоступных при визуальном дешифрировании. Выделение на изображении протяжённых линеаментов с последующим построением диаграмм их угловой статистики (розы по направлениям) основано на введении двух интерактивных параметров: определения длины, после которой линеамент считается протяжённым, и определения «порога выраженности» в изображении.

Первый параметр обычно выбирается как 0.4–0.5 от линейного размера анализируемого изображения, поскольку, если необходимо учитывать более короткие линеаменты, удобнее использовать изображения более крупного масштаба. Выраженность линеамента в изображении задаётся параметром «порог», для более визуально заметных линеаментов он выше.

На космических снимках области сочленения Сибирской платформы и юго-западной части Байкальского рифта доля техногенных линейных элементов ландшафта невелика и незначительно влияет на выделение и статистику пространственного распределения линеаментов. Большинство выделенных линеаментов являются природными и, в основном, связаны с разрывными нарушениями и тектонически предопределёнными элементами рельефа. Визуальное дешифрирование и его анализ применялись для этого района и ранее [Семинский и др., 2012; Черемных и др., 2018]. Полученные результаты по ряду линейных структур совпадают.

Вместе с тем, необходимо отметить принципиально новые возможности, предлагаемые пакетом LESSA.

Во-первых, это использование при выделении линеаментов различных направлений разных критериев выраженности с объединением полученных результатов в единую розу-диаграмму. Геологическая интерпретация такой математической операции компьютерного дешифрирования заключается в предположения, что на более высоком пороге выраженности ярче и «очевиднее» выделяется линеамент, соответствующий ландшафтным формам активного и «молодого» разрывного нарушения.

Таким образом, предполагаем, что линеаменты, полученные на высоком уровне выраженности, отражают активные в плейстоцене – голоцене линейные структуры и могут быть представлены в пределах платформы реактивированными под осадочным чехлом более древними структурами или их фрагментами. При этом древние и не активированные нарушения, очевидно, выражены значительно слабее. Поэтому, если выделить для каждого направления все линейные структуры, например, на 20 верхних порогах выраженности, то будет получен рисунок линеаментов и соответствующая роза-диаграмма, для которых выраженность в изображении как бы искусственно (математически) уравнена. Так можно дешифровать картину нарушений, менее зависящую от периода их активации, то есть сформированную за более длительное время. Это практически невозможно при визуальном дешифрировании.

Еще одной принципиально новой возможностью, предоставляемой LESSA при дешифрировании и используемой в этой работе, являются «линеаментные формы» или линии тока, построенные по средним векторам роз-диаграмм малых фотолинеаментов, определенных в скользящем окне [Zlatopolsky, 1997]. Особенностью LESSA является выделение среднего вектора (приведённая результирующая длина [Мардиа, 1978]) только для участков, где его направление статистически достоверно. Это позволяет отдельно анализировать области с преимущественным развитием малых фотолинеаментов определённого направления и «пустые» области с изометрическим рисунком роз в скользящих окнах.

Последние области часто соответствуют стабильным блокам и нуклеарным геологическим структурам. Подобное использование в программном пакете LESSA роз-диаграмм малых фотолинеаментов в скользящем окне и производных от них параметров сокращает трудоёмкость процесса обработки космоснимка и направлено на анализ особенностей морфоструктурного рисунка региона.

Полученные результаты

На основе обработки космоснимка региона интерактивным методом компьютерного линеаментного анализа (LESSA) была построена серия схем линеаментов. Это схемы протяженных линеаментов на двух общих порогах выраженности – более высоком (150) (рис. 1, б) и более низком (120) уровнях (рис. 2, а), и сборная карта линеаментов, соответствующих 20 верхним порогам выраженности, разделённым для каждого направления (рис. 2, б). Числовые значения порогов зависят от конкретного изображения и показывают соотношения выраженности, являясь лишь относительным параметром, обеспечивающим повторяемость результатов.

Протяженные линеаменты, которые выделяются на высоком пороге выраженности (> 150) немногочисленны и имеют, в основном, ЮЗ–СВ простирание. Хорошо выражены линеаменты, которые трассируют зону Обручевского сброса и Приморского краевого разлома вдоль западного борта Байкальской впадины. На

юго-западе этот дизъюнктив представлен в виде одиночного линеамента. На северо-востоке от побережья Малого моря строение разлома усложняется, образуя линеamentную зону, состоящую из двух субпараллельных разломов.

На этом уровне, несмотря на немногочисленность линеamentов, выделяются все дизъюнктивы, отмеченные в базе данных активных разломов этой территории (рис. 1, а) [Лунина, 2015], включая субмеридиональные Ангарский и Хандинский разломы, северо-западный Иркутский разлом вдоль верхнего течения Ангары и ЮЗ-СВ Жигаловскую разломную зону по долинам рек Тыпта-Тутура. Линеamentная зона, состоящая из трех линеamentов ЮЗ-СВ простирается, трансирует

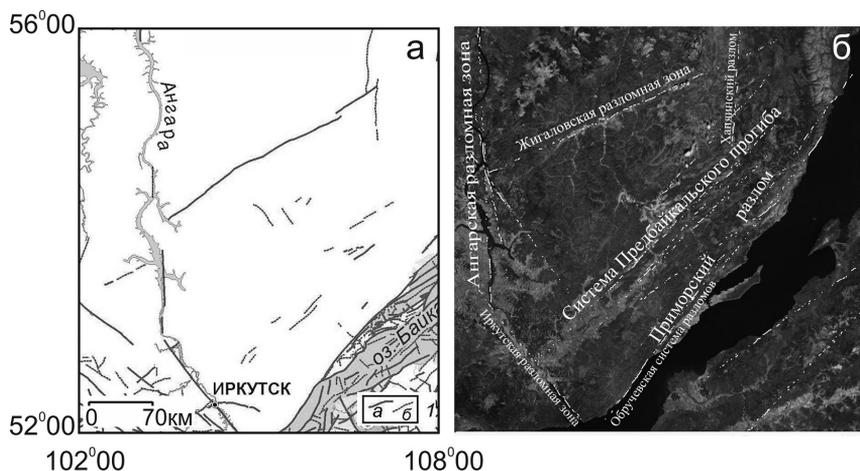


Рис. 1. Карта активных в плиоцен-четвертичное время разломов [Лунина, 2015] (а) и схема автоматизированного дешифрирования с порогом выраженности линеamentов 150 (б).

1 – разломы: а – достоверные, б – предполагаемые

Предбайкальскую впадину и её краевую зону, граничащую с Онотским поднятием. Отметим, что в работе [Лунина, 2015] небольшой фрагмент этой зоны определён как активный разлом, а остальные участки отнесены к потенциально активным.

Анализ линеamentов, выделенных LESSA на высоком пороге выраженности и выявляющих практически все активные разломы, зарегистрированные традиционными геологическими методами, подтверждает взаимосвязь линеamentов и активность трансируемых ими разломов. Это, разумеется, действительно в пределах относительно однородных физико-географических (ландшафтных) областей и при ограниченном влиянии антропогенных линейных форм. Линеamentы Предбайкальской впадины, выделенные на этом уровне, можно рассматривать как объекты изучения возможной современной активности региона в дополнение к существующей карте активных разломов (рис. 1).

На схеме автоматизированного дешифрирования при более низком пороге выраженности (120) видно, что общее количество выделенных линеamentов существенно возрастает (рис. 2, а). Появляется достаточно много линеamentов субширотного и субмеридионального направлений и это позволяет применить статистические методы анализа, такие как построение сводной розы-диаграммы. Наиболее значительный прирост выделяемых линеamentов отмечается между побережьем Байкала и Предбайкальской впадиной с равнинным и холмисто-увалистым рельефом. Эта

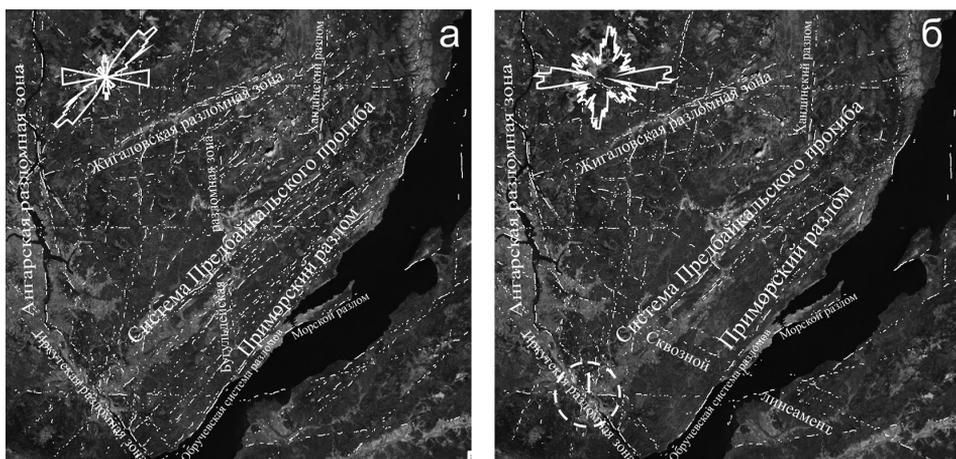


Рис. 2. Схемы автоматизированного дешифрирования с порогом выраженности линеаментов 120 (а) и на 20 верхних порогах выраженности (б).
Вверху слева – розы-диаграммы; 1 – Иркутский узел

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 сброс-сдвиг), отделены от Предбайкальской впадины менее нарушенными блоками.

Поскольку все эти линеаменты группируются в широкие зоны и последовательно выделяются 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. Вероятно, северо-западный край этой зоны линеаментов пространственно примерно совпадает с границей области растяжения БРЗ в верхнем плейстоцене-голоцене, то есть в последние ~ 100 тысяч лет, которые определяют термин «активный разлом».

Сравнение с геологической картой [Государственная..., 2009] показывает, что значительная часть линеаментов и их фрагментов в регионе соответствует реактивированным древним дизъюнктивам. Разломы в Западном Прибайкалье исследовались преимущественно структурно-геологическими методами с привлечением морфотектонического анализа рельефа на основе геоморфологических наблюдений и дешифрирования дистанционных материалов [Семинский и др., 2012]. 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.

На этом уровне выраженности появляется довольно много субширотных линеаментов, вероятно соответствующих более древним фазам неотектонической активизации. На геологической карте отмечается несколько субширотных разломов, но судить об их реактивации не представляется возможным [Государственная..., 2009].

Также выделяется группа субмеридиональных линеаментов в широкой полосе, примыкающей с востока к активной Ангарской зоне разломов. Субмеридиональный Бугульдейский разлом, выделенный в работе [Черемных и др., 2018] до Прихребтовой разломной зоны, на схеме автоматизированного дешифрирования с порогом выраженности линеаментов 120 прослеживается вверх по реке Бугульдейке, пересекает Онотское поднятие и далее протягивается к северу вплоть до Жигаловской разломной зоны. Хандинский субмеридиональный разлом, выраженный в линеаментах, в северной части совпадает с выделенной ранее разломной зоной [Государственная..., 2009; Семинский и др., 2012]. По данным автоматизированного дешифрирования продолжение Хандинского дизъюнктива в линеаментах установлено к югу до Предбайкальской впадины.

Соотношение линеаментов разных направлений, выделенных на этом уровне, характеризует их роза-диаграмма (рис. 2, а), на которой хорошо видно преобладание северо-восточных линеаментов, преимущественно активных в позднем плейстоцене, относительно субширотных линеаментов, вероятно, отражающих доверхнеплейстоценовый период неотектонической эволюции региона.

Такая интерпретация может быть согласована с мнением ряда авторов о роли континентальных «трансформных» субширотных разломов на ранних этапах эволюции (раскрытия) Байкальского рифта [Бала и др., 1990; Малкин, 1983]. В этом случае субширотные линеаменты должны соответствовать преимущественно левым сдвигам. Регистрируемый LESSA переход в районе к северу от истока реки Ангары субширотного линеамента с западного на восточный берег Байкала с небольшим смещением и изменением направления соответствует такой модели раскрытия Байкала. Отметим также, что на этом уровне выраженности появляются линеаментные (дизъюнктивные) узлы – области пересечения нарушений нескольких направлений. К ним относится и Иркутский узел (1), в котором сходятся линеаменты четырех направлений.

На региональном рисунке линеаментов, выделенных по 20 верхним порогам выраженности, раздельным для каждого направления, отмечено своеобразное «уравнивание» шансов попадания линеаментов, проявленных в анализируемом изображении, в сводную розу-диаграмму, независимо от уровня их выраженности (рис. 2, б). В этом случае прослежено 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. Выделенные субпараллельные линеаменты, судя по их выраженности, вероятно, соответствуют неотектоническим структурам, сформированным на более раннем плиоценовом этапе развития.

На сводной схеме линеаментов, определенных по 20 верхним порогам выраженности, выделяется пересекающий Байкал в районе устьев рек Амги и Бугульдейки парный сквозной СЗ линеамент, который отделяет менее нарушенный блок на юге Онотского поднятия от его остальной части. Фрагментарно в пределах долины реки Куртун этот линеамент выделен в работе [Семинский и др., 2012].

Методами LESSA была получена схема линеаментных форм, которая позволила детализировать особенности блокового строения региона (рис. 3, б). Так, территория между Жигаловской разломной зоной и Предбайкальским прогибом отчётливо разделяется на два блока – более приподнятый и расчленённый северо-восточный блок и относительно стабильный юго-западный блок с менее дифференцированным рельефом и немногочисленными останцами юрских отложений.

Обсуждение результатов

Проведённые исследования показали следующее:

- формальный линеаментный анализ LESSA позволяет выделять линеаменты, их сгущения (линеаментные зоны), а также их системы и совокупности (структурные рисунки), сформированные по какому-либо признаку, причём выделение фиксируется при выборе параметров программы, что обеспечивает полную повторяемость результатов;

- связь дешифровочной выраженности линеаментов с их новейшей активностью подтвердилась практически полным совпадением линеаментов, выделенных на высоком пороге выраженности с картой активных в верхнем плейстоцене – голоцене разломов;

- ведущая роль СЗ–ЮВ растяжения в образовании и реактивации СВ сбросов и сбросо-сдвигов в рассматриваемом регионе, начиная с туйской тектонической фазы ~ 0.1 млн лет назад, прослежена на схемах линеаментов, карте активных разломов и отражена в анализе напряжённого состояния коры;

- зона, состоящая из серии СВ линеаментов, особенно широко представлена в рифейском Прибайкальском прогибе и может быть отнесена к активной.

Возможность создавать сборные линеаментные схемы с разным порогом выраженности представляет новый информативный параметр для структурных интерпретаций в отличие от ранее выполненных работ по сходной методике [Балуев Малкин, 1999]. Так, при снижении порога выраженности появляется второй доминирующий (субширотный) луч в розе-диаграмме, который сохраняется и для розы-диаграммы сборного рисунка линеаментов (рис. 2, б).

Полученные результаты автоматизированного дешифрирования с использованием программного пакета LESSA, представленные на рисунках 1, б, 2 и 3, б, с одной стороны хорошо согласуются со схемой зонно-блоковой структуры земной коры Прибайкалья, которая была составлена на основе визуального дешифрирования и

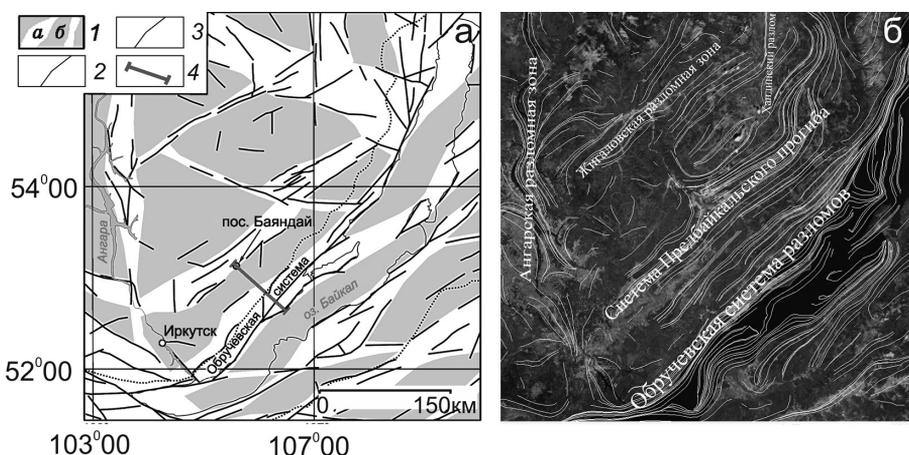


Рис. 3. Схемы зонно-блоковой структуры земной коры Прибайкалья [Семинский и др., 2012] (а) и линеаментных форм (б).

1 – участки, занимаемые подвижными зонами (а) и блоками(б); 2 – границы Байкальского рифта; 4 – разломы, выраженные в рельефе уступами и спрямленными элементами речных долин; 5 – профиль

анализа распределения спрямленных элементов рельефа (линеаментов) по цифровой модели рельефа (рис. 3, а) [Семинский и др., 2012]; с другой – позволяют детализировать особенности блокового строения исследуемой территории.

Результаты обработки космоснимка региона программным пакетом LESSA подтверждают существование в истории формирования БРЗ, по крайней мере, двух геодинамических режимов раскрытия, сменявших друг друга во времени. С первым режимом связано образование левосторонних сбросо-сдвигов, хорошо проявленных в линеаментах высоких порогов выраженности, одинаковых для всех направлений. Такой структурный рисунок соответствует сдвиго-раздвигу между Сибирской плитой и Амурской субплитой 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. С режимом второго типа (растекание астеносферного диапира) связана обстановка СЗ–ЮВ раздвиг, сопровождавшегося смещениями по нормальным и листрическим сбросам в приосевой части БРЗ и оживлением СВ сдвиго-сбросов предшествующего этапа с усилением сбросовой составляющей. Это наиболее ярко выраженные нарушения в линеаментах.

Такая обстановка характерна для современной эпохи и согласуется с данными о механизме очагов землетрясений, регистрируемых в рассматриваемом регионе [Мельникова, 2008]. По результатам формального линеаментного анализа хорошо фиксируется зона динамического влияния БРЗ, выраженная структурами растяжения. Эти структуры прослеживаются по краю Сибирской платформы в полосе шириной 70–100 км в виде серии субпараллельных линеаментов, вытянутых в северо-восточном направлении параллельно Байкальскому рифту.

Заключение

В статье выполнен формальный (программа LESSA) линеаментный анализ космического изображения Прибайкальского региона с преимущественным использованием операций, которые невозможно применить для исследования современного структурного плана БРЗ и Прибайкалья при визуальном дешифрировании. В результате выполненных исследований получены новые данные, подтверждающие некоторые особенности в строении и эволюции Байкальской рифтовой зоны, а также дополняющие уже известные факты и отдельные из существующих конкурирующих версий развития БРЗ. Элементы древней структуры реактивируются в плиоцен-четвертичное время в разных геодинамических условиях. Молодые (современные) сбросы и сбросо-сдвиги часто используют плоскости древних разломов, представлявших собой взбросы и надвиги. Практически только активные или реактивированные разломы участвуют в рельефообразовании и выражаются в поле малых и протяженных линеаментов. Соответственно, использование технологии LESSA эффективно для геодинамических реконструкций, но ограничено плиоцен-четвертичным временем для данного региона.

Работа выполнена по темам Гос. задания (проекты №№ 0146-2019-0001, 0146-2019-0006) и при финансовой поддержке РФФИ (проект № 17-05-01271).

Литература

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 // Исследование Земли из космоса. 1999. № 2. С. 71–78.

Государственная геологическая карта Российской Федерации. Масштаб 1:1 000 000 (третье поколение): Серия Ангаро-Енисейская. Лист N-48. Иркутск. Объяснительная записка. СПб.: Картфабрика ВСЕГЕИ. 2009. – 574 с.

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. В кн. Проблемы взаимодействующих геосфер: Труды ИДГ РАН. М.: ГЕОС. 2009. С. 123–130.

Лунина О.В. Разломы плиоцен-четвертичной активизации юга Восточной Сибири и их роль в развитии сейсмически индуцированных геологических процессов: Автореферат дис. на соиск. докт.г.-м.н. М. 2015. – 32 с.

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.

Мардиа К. Статистический анализ угловых наблюдений. М.: Наука. 1978. – 240 с.

Мельникова В.И. Деформационные параметры земной коры Байкальской рифтовой зоны по сейсмологическим данным: Автореферат дис. на соиск. докт. г.-м.н. Иркутск. 2008. – 37 с.

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.

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.

Zlatopolsky A. Description of texture orientation in remote sensing data using computer program LESSA // Computers & Geosciences. 1997. V. 23. № 1. P. 45–62.

О СМЕЩЕНИИ ОЦЕНОК СКАЧКА ПЛОТНОСТИ НА ГРАНИЦЕ ВНУТРЕННЕГО ЯДРА ЗЕМЛИ ПО АМПЛИТУДНОМУ ОТНОШЕНИЮ $PKiKP/PcP$

Д.Н. Краснощеков

ИДГ РАН

В статье приведены результаты моделирования амплитудного отношения $PKiKP/PcP$ для различных моделей анизотропной среды под станцией с целью оценить возможное воздействие таких неоднородностей на конечную оценку скачка плотности на границе внутреннего ядра Земли. Показано, что присутствие скоростных неоднородностей вертикального простирания мощностью около 350 км может приводить к искусственному завышению оценок скачка плотности при использовании данных одиночных станций на эпицентральных расстояниях свыше 14° .

Введение

Твёрдое внутреннее ядро Земли формируется за счёт охлаждения и аккреции на его границе с жидким внешним [Jacobs, 1953]. Величина высвобождаемой при этом гравитационной энергии является одним из ключевых факторов в проблеме генерации и эволюции магнитного поля Земли [Gubbins et al., 1979]. В этой связи оценка скачка плотности на границе внутреннее – внешнее ядро представляет интерес не только с точки зрения глубинного строения Земли и распределения механических параметров, но и для других геофизических задач, так как именно эта величина позволяет задать соответствующие ограничения для расчёта феноменологических моделей (вычисления «из первых принципов», геодинамо и т.д.).

На сегодняшний день, большинство сейсмологических оценок структуры и свойств границы твёрдого ядра, включая скачок плотности, получены по данным объёмных волн – амплитудного отношения сейсмических фаз $PKiKP/PcP$ и инверсии нормальных мод собственных колебаний Земли. Эти подходы включают, соответственно, анализ колебаний одногерцового диапазона и стоячих волн с периодами на 2–4 порядка больше. При этом наблюдается систематическое смещение между оценками скачка плотности, полученными по короткопериодным и длиннопериодным данным. Последние, как правило, дают меньшие величины в диапазоне $0.2\text{--}0.8\text{ г/см}^3$ [Gilbert & Dziewonski, 1975; Masters & Gubbins, 2003], в то время как оценка сверху по короткопериодным данным достигает 1.8 г/см^3 [Bolt & Qamar, 1970].

Существенным недостатком оценок скачка плотности по амплитудному отношению $PKiKP/PcP$ является скудное количество измерений на малых эпицентральных расстояниях (т.е. при почти вертикальном падении волн на отражающие границы), где отношение амплитуд наиболее чувствительно к изменению скачка плотности. В условиях недостатка данных вместо одной из измеренных амплитуд (PcP или $PKiKP$) часто используется её оценка сверху на основе сейсмического шума. Однако такие оценки требуют корректной статистической обработки экспериментального материала, отсутствие которой приводит к появлению

систематического смещения, составляющего $0.2\text{--}0.3 \text{ г/см}^3$ на эпицентральных расстояниях до 13° , и достигающего 0.6 г/см^3 на больших расстояниях [Краснощеков, Овчинников, 2018а].

Немаловажным допущением, на котором базируется оценка скачка плотности по амплитудному отношению, является близость путей распространения фаз PKiKP и PcP в коре и верхней мантии. Она позволяет не учитывать влияние разномасштабных неоднородностей верхних оболочек Земли, которые оказывают одинаковое воздействие на обе фазы, устраняющееся посредством анализа амплитудного отношения, а не абсолютных амплитуд PKiKP и PcP [Bolt & Qamar, 1970]. Однако более детальный анализ показал [Tkalčić et al., 2010], что отсутствие одной из фаз на сейсмической записи – эффект «раскорреляции PKiKP и PcP» – может быть связан как раз с негативным воздействием среды под источником или станцией. Несмотря на то, что верхние 400–500 км трасс PKiKP и PcP полностью совпадают, угол распространения сквозь этот объём среды незначительно отличается, а, как недавно было показано [Zheng & Wu, 2008; Hong & Menke, 2008], даже незначительные различия в углах распространения сквозь определённые типы сред могут приводить к существенным отклонениям в регистрируемых амплитудах сейсмических фаз.

В настоящей работе проведено моделирование амплитудного отношения PKiKP/PcP для различных моделей анизотропной среды под станцией с целью оценить возможное воздействие таких неоднородностей на конечную оценку скачка плотности на границе внутреннего ядра Земли.

Метод и результаты предыдущих работ

Скоростные неоднородности, также как и топография границ раздела в среде распространения сейсмического сигнала приводят к различным эффектам, включая искривление луча, изменения в геометрическом расхождении и другие. При этом для оценки соответствующего волнового поля в общем случае не подходит лучевая теория, так как она не поддерживает удовлетворительное описание, например, таких эффектов как искривление волнового фронта или особенности в очаге. Для этих целей применяются численные или гибридные методы и принцип взаимности, согласно которому неоднородности на трассе распространения на стороне источника или приёмника отображаются аналогичным образом, соответственно, на записях группы (сети) приёмников или источников. Для моделирования амплитудного отношения PKiKP/PcP на расстояниях докритического отражения использован псевдоспектральный численный метод [Cormier, 2000], ранее успешно апробированный для этой задачи [Tkalčić et al., 2010].

Авторы последней процитированной работы оценили воздействие мелкомасштабных неоднородностей под группой сейсмоприёмников на амплитудное отношение PKiKP/PcP. В частности, были проанализированы эффекты трёх моделей: изотропной и двух анизотропных. Причем, в анизотропных моделях с доминирующим горизонтальным или вертикальным направлением простирания неоднородностей была принята гауссова автокорреляционная функция с максимальной среднеквадратичной флуктуацией скорости продольных волн 5%. Было показано, что на эпицентральных расстояниях свыше 16° модель с квази-вертикальным простиранием неоднородностей обеспечивает существенное (до 4.5 раз) увеличение измеренного амплитудного отношения PKiKP/PcP на одиночной трассе вследствие более сильного затухания PcP. Эффекты изотропной модели также как и моделей с горизонтальным простиранием неоднородностей существенно слабее (не более

$\pm 40\%$) независимо от эпицентрального расстояния. Более сильное рассеяние PсР на вертикально ориентированных неоднородных структурах зависит преимущественно от угла между нормалью волнового фронта падающей волны PсРс и вертикалью, и, следовательно, существенно слабее при малых углах, или, соответственно, на малых эпицентральных расстояниях.

Упомянутые выше вероятностные модели были предложены для обоснования отсутствия волновых форм PсР или PKiKP на некоторых записях, которые согласно предположению соответствуют отдельным трассам, характеризующимся неблагоприятными условиями распространения PKiKP или PсР. Однако при наличии большого количества трасс, обеспечивающих плотное зондирование неоднородного объема под разными углами падения (например, для случая профильных наблюдений, или наблюдений в широком диапазоне эпицентральных расстояний на сети или группе), кривые амплитудного отношения PKiKP/PсР соответствуют кривым для сферически симметричной модели, скорректированным за влияние случайных неоднородностей в коре и верхней мантии посредством усреднения индивидуальных амплитудных отношений PKiKP/PсР, синтезированных для соответствующей анизотропной модели. Согласно результатам, полученным в [Tkalčić et al., 2010] в диапазоне эпицентральных расстояний от 16 до 25°, для изотропной и горизонтально анизотропной моделей фактор коррекции амплитудного отношения PKiKP/PсР составил 1 вне зависимости от эпицентрального расстояния. Напротив, для вертикально анизотропной модели фактор коррекции часто выше единицы и проявляет зависимость от эпицентрального расстояния.

Чтобы проверить влияние вертикальных неоднородностей на амплитудное отношение PKiKP/PсР, оценки, проведенные в [Tkalčić et al., 2010], были распространены на расстояния от 6 до 16° с использованием аналогичной модели и процедуры. Затем, теоретические оценки амплитудного отношения PKiKP/PсР были усреднены в 2.5-градусном интервале для получения коррекционного фактора.

Данные и результаты

На рис. 1 представлены амплитудные кривые PKiKP/PсР для стандартной сферически симметричной модели со скачками плотности на границе внутреннего ядра Земли 0.3 и 0.6 г/см³, а также их аналоги для модели с вертикальной анизотропией в коре и верхней мантии. В то время как индивидуальные амплитудные отношения могут быть существенно больше единицы на расстояниях до 14° и выше, их усредненные значения в интервалах до 14° слабо флуктуируют около единицы. На этих эпицентральных расстояниях разница в углах падения PKiKP и PсР не превышает 3°. Таким образом, случайные скоростные неоднородности квази-вертикального простирания либо не имеют эффекта (на эпицентральных расстояниях до 14°), либо могут давать статистически значимый рост амплитудного отношения PKiKP/PсР (на расстояниях свыше 14°).

Предыдущие работы по амплитудному отношению PKiKP/PсР не имели достаточного количества экспериментальных измерений для усреднения и сопоставления получившихся оценок. Общее количество измерений с удовлетворительным соотношением сигнал/шум обычно не превышает нескольких десятков [Адушкин и др., 1996; Shen et al., 2016], преимущественно в диапазоне эпицентральных расстояний свыше 15°, где, возможно, необходимо дополнительно учитывать влияние мантийных неоднородностей [Krasnoshchekov et al., 2019]. В этой связи, представленная недавно база данных [Краснощечков, Овчинников, 2018б], включающая

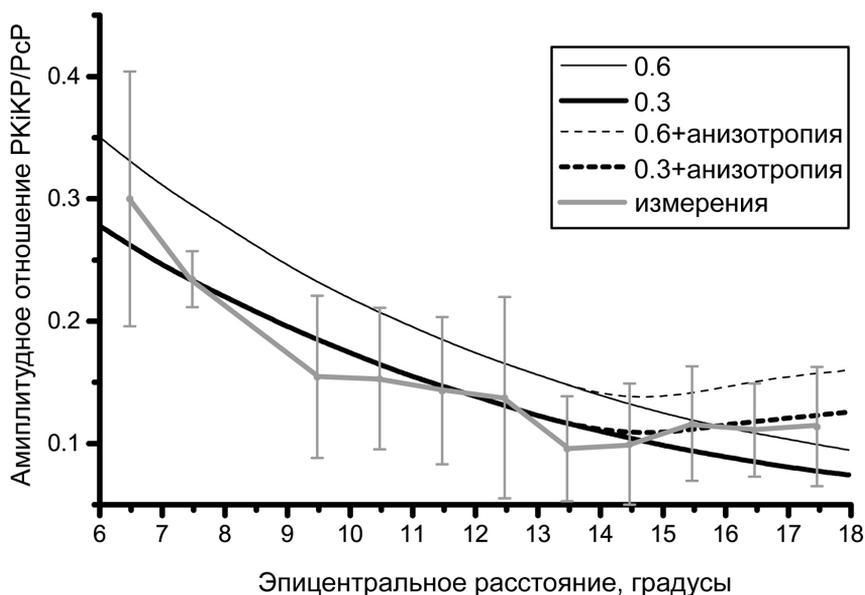


Рис. 1. Теоретические (чёрный цвет) и экспериментальные (серый цвет) кривые зависимости амплитудного отношения PKiKP/PcP от эпицентрального расстояния (см. легенду в правом верхнем углу). Серые планки – стандартное отклонение измеренных значений, усреднённых в интервале шириной 1°. Теоретические кривые приведены для скачка плотности в стандартной модели (0.6 г/см³) и скачка 0.3 г/см³

более тысячи измерений амплитудного отношения PKiKP/PcP в диапазоне эпицентральных расстояний от 3 до 32°, позволяет напрямую сопоставить полученные теоретические оценки с экспериментальными данными.

На рис. 1 также представлены результаты усреднения измеренных амплитудных отношений PKiKP/PcP из этой базы данных. Как видно, теоретическая кривая для скачка плотности на границе внутреннего ядра 0.3 г/см³ с введением корректирующего фактора за влияние вертикальной анизотропии в верхних 350 км Земли под Японией удовлетворительно описывает зависимость измеренного амплитудного отношения PKiKP/PcP от эпицентрального расстояния – как в части вариации градиента спада на расстояниях до 14°, так и в части локального разрастания на больших расстояниях. Примечательно, что схожая модель на базе актуальных представлений о строении зоны субдукции в районе Курило-Камчатской островодужной системы была предложена в [Tkalčić et al., 2009; 2010] для обоснования раскорреляции фаз PKiKP и PcP на записях событий, зарегистрированных станциями в Юго-Восточной Азии и Тихоокеанском регионе.

Выводы

При оценке скачка плотности по амплитудному отношению PKiKP/PcP по данным одиночных станций на расстояниях свыше 14° может потребоваться учёт структурных особенностей коры и верхней мантии. В частности, присутствие

скоростных неоднородностей вертикального простирания может приводить к искусственному завышению оценок.

Исследование выполнено при частичной финансовой поддержке РФФИ (проект № 18-05-00619).

Литература

Адушкин В.В., Ан В.В., Овчинников В.М., Краснощечков Д.Н. О скачке плотности на внутренней границе земного ядра по наблюдениям волн PKiKP на расстояниях около 6° // Доклады Академии Наук, 1996, т. 354, № 3, с. 382–385.

Краснощечков Д.Н., Овчинников В.М. Об отражающих свойствах границы внутреннее – внешнее ядро Земли под Южной Америкой и Юго-Восточной Азией // Динамические процессы в геосферах: Сб. научных трудов ИДГ РАН, вып. 10. М.: ГЕОС. 2018а, с. 10–20, <https://doi.org/10.26006/IDG.2018.10.20154>.

Краснощечков Д.Н., Овчинников В.М. О скачке плотности на границе внутреннего ядра Земли в восточном и западном полушариях // Доклады Академии Наук, 2018б, т. 478, № 4, с. 464–468. <https://doi.org/10.7868/S0869565218040199>.

Bolt В.А., Qamar. А. An upper bound to the density jump at the boundary of the Earth's inner core // Nature. 1970. Vol. 228, № 5267, P. 148–150.

Cormier, V.F. D'' as a transition in the heterogeneity spectrum of the lower- most mantle // J. Geophys. 2000. Res. 105, 16193–16205.

Gilbert, F., Dziewonski, A. An application of normal mode theory to the retrieval of structural parameters and source mechanisms from seismic spectra // Phil. Trans. R. Soc. 1975. Vol. 278, P. 187–269.

Gubbins D., Masters T.G., Jacobs J.A. Thermal Evolution of the Earth's core // Journal Geophys. RAS. 1979. Vol. 59, P. 57–99.

Hong, T. -K., and W. Menke (2008), Imaging laterally varying regional heterogeneities from seismic coda using a source-array analysis // Phys. Earth Planet. Inter., 2008. 166, 188–202.

Jacobs, J.A. The Earth's inner core // Nature. 1953. Vol. 172. P. 297–298.

Krasnoshchekov, D., Ovtchinnikov, V., Polishchuk, V. Dissimilarity of the Earth's Inner Core Surface Under South America and Northeastern Asia Revealed by Core Reflected Phases // Journal of Geophysical Research, Solid Earth, 2019, vol. 125, #5, 4862–4878, <https://doi.org/10.1029/2019JB017408>.

Masters, T.G., D. Gubbins. On the resolution of density within the Earth // Physics of the Earth and planetary interiors 2003. Vol. 140. P. 159–167.

Shen, Z., Ai, Y., He, Y., and Jiang, M. Using pre-critical PKiKP–PcP phases to constrain the regional structures of the inner core boundary beneath East Asia // Physics of the Earth and Planetary Interiors. 2016. Vol. 252, p. 37–48. <https://doi.org/10.1016/j.pepi.2016.01.001>.

Tkalčić, H., B. Kennett, and V. Cormier (2009), On the inner-outer core density contrast from PKiKP/PcP amplitude ratios and uncertainties caused by seismic noise // Geophys. J. Int., 179, 425–443.

Tkalčić, H., V. Cormier, B. Kennett, and K. He (2010), Steep reflections from the Earth's core reveal small-scale heterogeneity in the upper mantle // Phys. Earth Planet. Inter., 178, 80–91.

Zheng, Y., and R. Wu (2008), Theory of transmission fluctuations in random media with a depth-dependent background velocity structure // Adv. Geophys., 50, 21–41.

УНИКАЛЬНОЙ НАУЧНОЙ УСТАНОВКЕ «МИХНЕВО» ИДГ РАН – 15

*И.А. Санина, О.Ю. Ризниченко, С.Г. Волосов,
М.А. Нестеркина, Н.Л. Константиновская*

ИДГ РАН

Приведены результаты работы Уникальной научной установки (УНУ) «Михнево» с момента организации малоапертурной сейсмической группы (МСГ) по настоящее время. Пятнадцатилетний опыт наблюдений и накопленный банк уникальных данных позволяет перейти от статистических оценок общего количества событий различной природы к решению фундаментальных задач. Создание МСГ «Михнево» стимулировало разработку и реализацию методов многоканальной обработки сейсмических наблюдений, позволяющих выделять слабые сейсмические события даже ниже уровня микросейсмического фона.

Введение

В 2019 г. исполняется 15 лет со дня начала работы малоапертурной сейсмической группы «Михнево» (МСГ), созданной в 2004 г. на базе сейсмической станции № 1 в Ступинском районе Московской области. МСГ является частью многофункциональной геофизической обсерватории «Михнево» ИДГ РАН. При организации группы была поставлена задача изучения современного уровня природной сейсмической активности Восточно-Европейской платформы (ВЕП) на фоне интенсивной техногенной сейсмичности. Опыт наблюдений на МСГ «Михнево» показал возможность установки групп малой апертуры на территориях с мощным осадочным слоем, что значительно расширяет возможности применения подобных систем наблюдений в сейсмологической практике [Санина и др., 2008; 2009]. Накоплен огромный экспериментальный материал, который позволяет перейти от статистических оценок общего количества событий различной природы к решению фундаментальных задач, которые для территории центральной части ВЕП ранее не ставились: развитие методов дискриминации сейсмических событий; оценка диссипативных свойств среды; исследование структуры верхней мантии. Наблюдения за слабой сейсмичностью на МСГ «Михнево» открыли возможность развития нового подхода по контролю за состоянием площадок размещения особо ответственных объектов. Данные о сейсмических событиях, зарегистрированных на МСГ «Михнево», начиная с 2005 г. публикуются в ежегодном издании ГС РАН «Землетрясения России». В 2014 г. МСГ «Михнево» включена в реестр Уникальных научных установок РФ.

Структура МСГ «Михнево» и приборное оснащение

Приборное оснащение группы, система передачи данных и синхронизации подробно описаны в [Волосов и др., 2012]. В центре группы в штольне на глубине около 20 метров расположен центральный прибор, а остальные размещены в контейнерах на глубине около 0.5 м (рис. 1). Частота опроса на канал составляет 200 Гц

и чувствительность 0.007 нм/с на отсчет. Для синхронизации данных создан программно-аппаратный комплекс, обеспечивающий маркировку каждого отсчёта оцифрованных сейсмических данных признаком минутной метки непосредственно при регистрации отсчёта. Внедрённые технические решения защищены двумя патентами РФ.

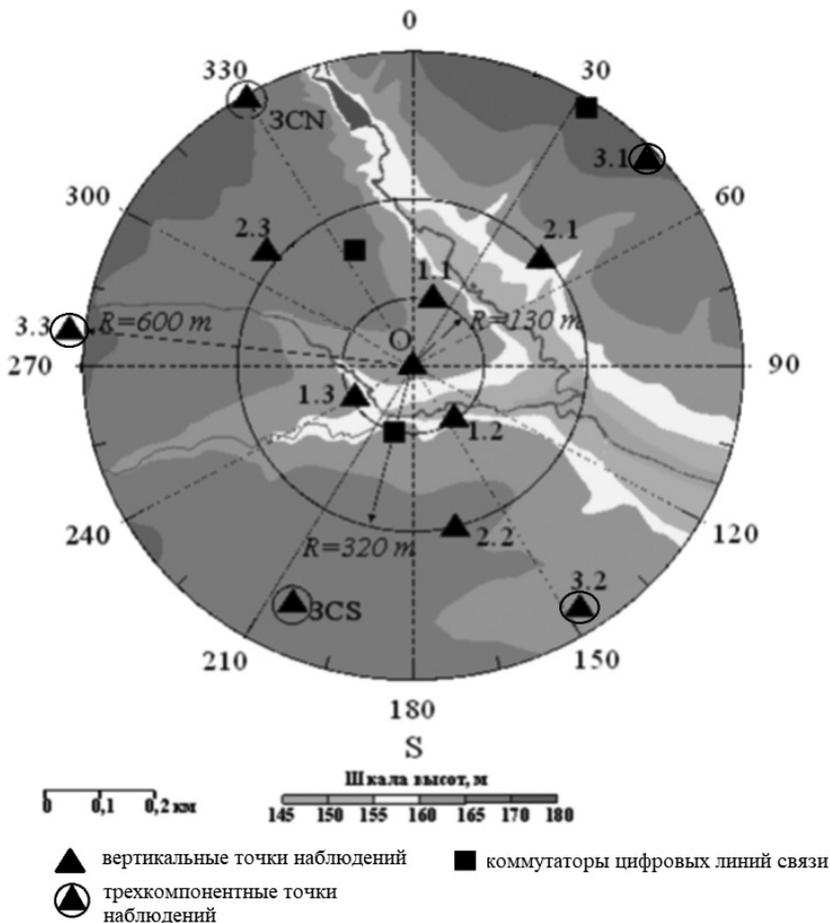


Рис. 1. Схема расположения сейсмических пунктов группы. Вертикальный датчик «0» расположен в центре группы, которая считается референсной точкой для расчета относительных времен задержек. Двенадцать пунктов наблюдения образуют концентрические окружности радиусом 130, 320 и 600 м. Внешний круг укомплектован трехкомпонентными датчиками

Результаты регистрации сейсмических событий

В соответствии с задачами, поставленными при создании группы, основное внимание уделяется лоцированию событий на локальных и региональных расстояниях. Обработка сейсмических данных ведется при помощи программы ELWIN [Асминг, 2004]. Ввиду отсутствия достаточной системы стационарных сейсмических наблюдений в центральной части ВЕП данные, собранные при наблюдениях на

постоянной (МСГ «Михнево») и временных группах малой апертуры ИДГ РАН представляют уникальный материал для оценки степени сейсмического воздействия и положения очагов природных землетрясений. В течение года МСГ «Михнево» регистрирует порядка 5000 событий, наибольшая часть (около 3000) из которых представляет собой техногенные события, около 1000 являются землетрясениями на телесеismicких и региональных расстояниях, и порядка 900 идентифицируются как промышленные взрывы на различных карьерах по добыче полезных ископаемых с магнитудами M_b от 1.0 до 3.2 [Взрывы и землетрясения..., 2013].

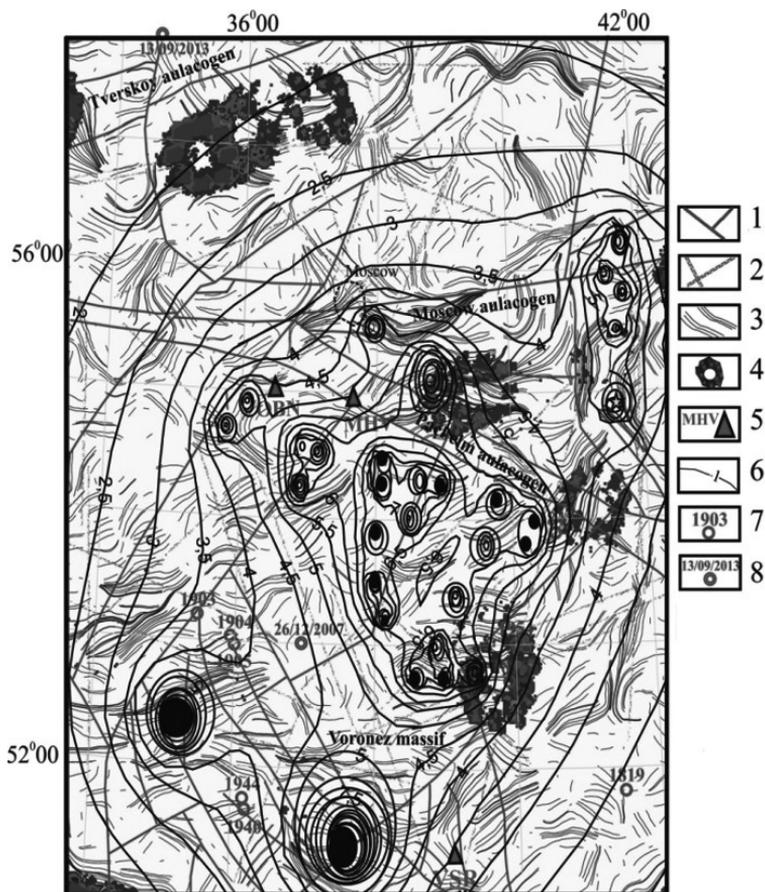


Рис. 2. Схема тектонического районирования территории исследований [Иванченко, Горбунова, 2015]. Глубинные разломы (1); протяженные линеаменты (2); линеаментные формы (3); кольцевые структуры (4); сейсмические станции (5). На карту нанесены изолинии максимально возможных скоростей смещения в вертикальной компоненте продольной волны (мкм/с) (6); эпицентры исторических землетрясений на территории ВЕП (7); эпицентры землетрясений, зарегистрированные МСГ «Михнево» (8)

Имеющиеся оценки магнитуд взрывов и рассчитанные коэффициенты затухания позволили сделать оценку возможного сейсмического эффекта в предельном экстремальном случае одновременного производства взрывных работ на карьерах. При этом следует учитывать, что, ввиду отсутствия других экспериментальных

данных, значения коэффициента затухания волн P , полученные для одного из карьеров, распространены на всю территорию. Так как магнитуды промышленных взрывов определяются по формулам для локальных магнитуд, принятых в сейсмологии, для оценки величины взрыва используется амплитуда скорости смещения в первой продольной волне. В карте (рис. 2) в изолиниях даны суммарные значения скорости смещения вертикальной компоненты в первой продольной волне, как наиболее представительной характеристики для оценки магнитуд промышленных взрывов.

Проведено сопоставление оцененного сейсмического эффекта от карьерных взрывов с картой линейментов и исторической сейсмичностью на исследуемой территории. Хорошо видно, что эпицентры исторических землетрясений располагаются на юго-западе исследуемого региона на границах зон сгущения линейментов, которые с одной стороны, соответствуют областям наибольшей раздробленности верхней части разреза, а с другой – маркируют границы блоков верхней части земной коры. При этом, именно там расположены три наиболее крупных из действующих карьеров, с суммарной мощностью выделяемой энергии порядка $5.5 \cdot 10^{10}$ Дж/год. В центральной и восточной частях региона исторических землетрясений не отмечено. В центральной части ВЕП отмечена область, где максимально возможная скорость смещения на вертикальной компоненте сейсмографа сопоставима со скоростями смещения вблизи крупных карьеров [Нестеркина и др., 2018а].

Как показали исследования последних лет [Взрывы и землетрясения..., 2013], на территории Европейской части России поток сейсмической энергии, генерируемой взрывными работами, по меньшей мере, на 2–3 порядка выше, чем поток сейсмической энергии природных землетрясений. Очевидно, что воздействие взрывных источников будет сопровождаться интенсивным накоплением остаточных деформаций и соответствующим ростом напряженного состояния. Наиболее эффективно этот процесс развивается в тектонических разломах, на контактах блоковых структур и в зонах трещиноватости. В условиях мощного осадочного чехла платформ

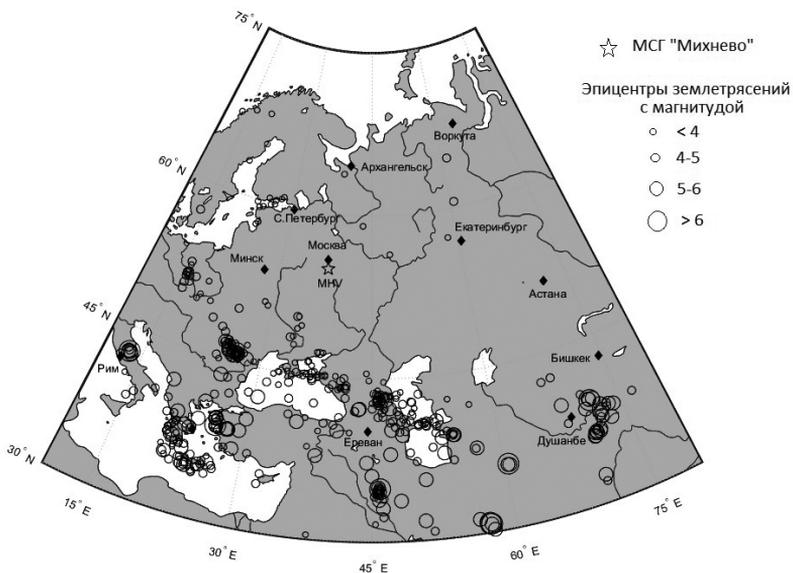


Рис. 3. Карта эпицентров землетрясений, параметры которых определены по данным МСГ «Михнево» за период 2005–2018 гг.

закачка дополнительной энергии активизирует процесс развития медленных деформаций, который проявляется в относительных смещениях по ослабленным зонам и межблоковым контактам. Эти явления требуют целенаправленного изучения в районах расположения особо ответственных объектов промышленности и энергетики.

За время наблюдений было зарегистрировано более 2000 землетрясений на региональных расстояниях. Эпицентры отлоцированных землетрясений за период 2005–2018 гг. представлены на рис. 3 [Нестеркина и др., 2018б].

Основная масса землетрясений приурочена к сейсмически активным регионам таким, как Кавказ, Средиземное море, Румыния (зона Вранча), Турция, Италия, Таджикистан, Иран, а также Польша, Чехия, акватории Балтийского моря, район архипелага Шпицберген. За последние годы несколько событий, зарегистрированных на территории Украины, произошли в районах Кривого Рога, Полтавы, Мариуполя, Бердянска, характеризующихся высокой техногенной нагрузкой на геологическую среду. На территории России основная масса событий произошла на Кавказе, в Краснодарском крае и Крыму. Единичные события отмечены на Урале, в также в районе Архангельска и Воркуты. Эпицентры региональных землетрясений, зарегистрированных и отлоцированных МСГ «Михнево», располагаются на расстояниях от 530 до 3500 км от группы и характеризуются магнитудами (m_b по данным ЕГС РАН) от 3 до 7.

За годы наблюдений было выделено порядка 180 событий, произошедших в «ближней зоне», на расстояниях до 2 км от центра МСГ «Михнево». Установлено, что эпицентры большинства из них приурочены к бортам оврагов. Это позволило сделать предположение о влиянии изменения уровня грунтовых вод на происхождение этих событий [Нестеркина и др., 2017]. Природа данных событий требует дальнейшего изучения.

Разработка методики обработки и идентификации сейсмических событий

Использование МСГ является эффективным инструментом регистрации и лоцирования слабых сейсмических сигналов. В случае же сильной зашумленности записи традиционными методами локации, такими как ВЕАМ- f , и FK-анализ [Van Trees, 2002], оказываются малоэффективными, что приводит к неоднозначному определению эпицентра события и, следовательно, к возможным ошибкам в каталогах.

Волновые формы от взрывов на карьерах имеют отличительные особенности, которые позволяют связать запись с событием на конкретном карьере. Высокая степень подобия волновых форм для каждого карьера позволила использовать сравнительно новый инструмент идентификации сейсмических событий – метод согласованного фильтра, то есть обнаружение известного сигнала в случайном процессе с помощью кросс-корреляции. В настоящее время этот метод признается наиболее эффективным для обнаружения повторяющихся сигналов [Bobrov et al., 2014]. Высококачественные и наиболее представительные сигналы, ассоциированные с повторяющимся сейсмическим источником, в данном случае взрывом, могут служить в качестве известных (шаблонных) волновых форм или «мастер-событий». Главным преимуществом согласованного фильтра при обнаружении шаблонного сигнала с помощью кросс-корреляции, является максимизация отношения сигнал/шум.

Методы, основанные на кросс-корреляции волновых форм (ККВФ), применимы к идентификации событий различной природы, в том числе афтершокам

землетрясений и ядерных взрывов. Используя две сейсмические группы (AKASG и BRTR) и одну трехкомпонентную станцию (KBZ) Международной системы мониторинга и МСГ «Михнево», нам удалось обнаружить 12 афтершоков землетрясения 7 августа 2016 г. с эпицентром вблизи г. Мариуполь, произошедших в течение 5 суток после главного события (рис. 4). В качестве шаблонных использованы сигналы, зарегистрированные от главного события, которое выступало в роли единственного «мастер-события» для метода ККВФ [Адушкин и др., 2017, Китов и др., 2017]. Как показало пространственное распределение афтершоков, релаксация напряжений реализована преимущественно вдоль разлома субмеридионального



Рис. 4. Афтершоковая эмиссия Мариупольского землетрясения 07.08.2016. Цифрами обозначены эпицентр землетрясения и афтершоки. Линией с бергштрихами показана зона столкновения Восточно-Черноморской микроплиты и Скифской плиты; пунктиром обозначена северная граница Скифской плиты; штрих-пунктиром – северо-восточная граница Западно-Черноморской впадины; стрелкой показано направление сближения блока Восточно-Черноморской впадины и Скифской плиты, определяющее региональное поле напряжений, реализуемое разнонаправленными вертикальными движениями

простираения, который согласуется с общей геодинамической обстановкой и геолого-структурными условиями региона.

Данная методика была также использована при анализе взрывов в КНДР. Развиваемый нами метод кросс-корреляции волновых форм (ККВФ) позволил обнаружить и оценить мощность всех шести ядерных испытаний, проведенных КНДР с 2006 по 2017 гг. Волновая форма взрыва 3 сентября 2017 г. приведена на рис. 5.

Предложен комплексный метод распознавания сейсмических источников, в основе которого лежит понятие «мультимастера», который состоит их множества похожих шаблонов отдельных событий, включая волновые формы всех взрывов и наиболее мощных афтершоков. Применение мультимастера к анализу данных двух региональных станций группирования позволило установить продолжение афтершоковой активности в течение 10 месяцев после взрыва 03.09.2017 и провести кластеризацию событий с различным механизмом источника. [Бобров и др., 2015a].

Используя «мультимастер», созданный на основе волновой формы от взрыва 9 сентября 2016 г. и волновой формы афтершока 11 сентября 2016 г., были обнаружены четыре афтершока от взрыва 3 сентября 2017 г.: один – 3 сентября, два – 23 сентября и один – 12 октября 2017 г. Особое внимание в наших исследованиях

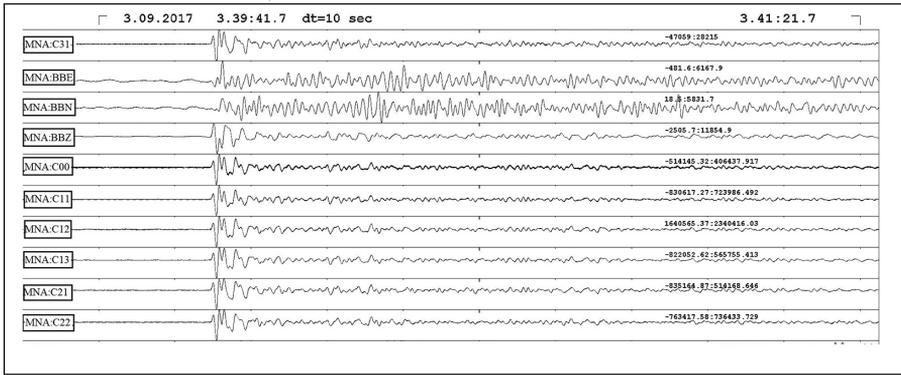


Рис. 5. Волновые формы взрыва, проведенного КНДР 3 сентября 2017 г., зарегистрированного МГС «Михнево»

было уделено обнаружению исключительно слабых афтершоков с магнитудой (m_b) около 2.0. Дополнительного снижения порога магнитуды обнаружения удалось достичь при использовании самих афтершоков в качестве «мастер-событий», так как афтершоки больше похожи на землетрясения, а также использованию обобщенного «мастер-события», т.е. волновой формы, являющейся осреднением нескольких волновых форм, соответствующих нескольким событиям, ассоциируемых с одним источником. В нашем случае это взрывы на одном полигоне. В дополнение к более эффективному обнаружению сигналов метод кросс-корреляции позволяет получить важнейшую информацию об относительном положении и механизме источника.

Разработана методика многоканальной обработки данных реальных наблюдений и синтетических данных, не требующая визуального анализа сейсмограмм. Лежащий в ее основе алгоритм оценивания кажущейся медленности в ряде

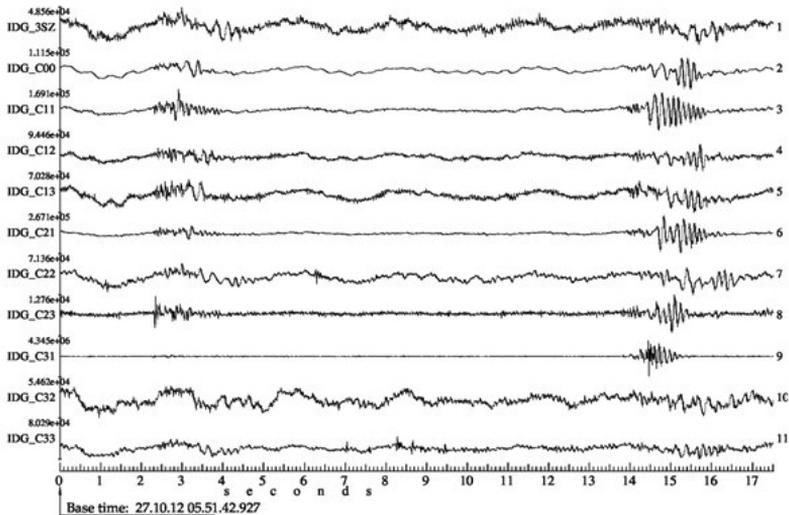


Рис. 6. Сейсмограммы двух событий, зарегистрированных МГС «Михнево»

случаев позволяет идентифицировать сейсмические события со сложным механизмом, отличить помеху от локализованного в пространстве события. [Варыпаев, Санина, 2018]. Автоматическая многоканальная обработка записи в скользящем временном окне с достаточно коротким шагом по времени (0.1 с), примененная к данным наблюдений слабых событий в окрестности «Михнево» (рис. 6), позволила обнаружить события, которые были пропущены оператором при визуальном анализе. Данные сигналы имеют слабую когерентность в полосе частот, где сосредоточена основная энергия зарегистрированных колебаний (6–10 Гц). В результате оптимизации по частотам, в полосе от 2 до 3 Гц, было отчётливо обнаружено направление прихода волнового фронта на группу датчиков. Оцененные по F-K диаграммам значения кажущейся медленности позволяют утверждать, что сейсмическое излучение приходит из одной и той же точки пространства, провести грубую оценку глубины этих событий, и сделать вывод, что эпицентры этих событий располагаются в слое известняков с наличием карстовых полостей на глубине порядка 30 м от дневной поверхности.

Заключение

В данной статье очень кратко приведены основные результаты, полученные по данным МСГ «Михнево», Уникальной научной установкой, единственной подобной системой наблюдений на территории центральной части ВЕП.

Работа выполнена в рамках госзадания ИДГ РАН (проект № 0146-2019-0004) и Российского научного фонда (грант № 16-17-00095).

Литература

Адушкин В.В., Бобров Д.И., Китов И.О., Рожков М.А, Санина И.А. Дистанционное обнаружение афтершоковой эмиссии как новый метод сейсмического мониторинга // Докл. РАН. 2017. Т. 473. № 1. С. 83–87.

Асминг В.Э. Создание программного комплекса для автоматизации детектирования, локации и интерпретации сейсмических событий и его использование для изучения сейсмичности Северо-Западного региона: Дис. на соиск. уч. степ. канд. ф.-м. наук / ИДГ РАН. М.: 2004. – 272 с.

Бобров Д.И., Китов И.О., Рожков М.В., Фрайберг П. К глобальному сейсмическому мониторингу подземных ядерных взрывов с использованием кросс-корреляции волновых форм. Часть I. Гранд-мастер события // Сейсмические приборы. 2015а. Т. 51, № 2. С. 5–30.

Варыпаев А.В., Санина И.А. Идентификация сигналов слабых сейсмических событий по записям малоапертурной группы при мониторинге локальной сейсмичности горных выработок // Динамические процессы в геосферах. Выпуск 10: сборник научных трудов ИДГ РАН. М.: Графитекс, 2018. – 224 с.

Волосов С.Г., Королёв С.А., Солдатенков А.М. Система синхронизации записей станций малоапертурной сейсмической антенны «Михнево» // Сейсмические приборы. 2012. Т. 48. № 1. С. 26–34.

Взрывы и землетрясения на территории Европейской части России / под редакцией В.В. Адушкина и А.А. Маловичко. М.: ГЕОС. 2013. – 384 с.

Иванченко Г.Н, Горбунова Э.М. Использование данных дистанционного зондирования участков Земной коры для анализа геодинамической обстановки. Москва, ГЕОС, 2015, с. 46.

Китов И.О., Санина И.А., Сергеев С.И., Нестеркина М.А., Константиновская Н.Л. Обнаружение, оценка магнитуды и относительная локация слабых афтершоков с помощью кросскорреляции волновых форм: землетрясение 7 августа 2016 года в Мариуполе // Сейсмические приборы. 2017. Т. 53. № 2. С. 58–80.

Нестеркина М.А., Сергеев С.И., Санина И.А., Константиновская Н.Л., Данилова Т.В., Сергеев К.С. Идентификация локальных сейсмических событий в районе расположения группы «Михнево» // Сейсмические приборы, 2017 т. 53 № 4, с. 37–49.

Нестеркина М.А., Константиновская Н.Л., Ризниченко О.Ю., Волосов С.Г. Землетрясения на региональных расстояниях, зарегистрированные МСГ «Михнево» за 2005-2017 гг. В сборнике: Современные методы обработки и интерпретации сейсмологических данных: Материалы XIII Международной сейсмологической школы. 2018а. С. 179–183.

Нестеркина М.А., Куликов В.И., Константиновская Н.Л., Санина И.А., Ризниченко О.Ю. Оценка уровня сейсмического воздействия промышленных взрывов центральной части ВЕП // Сейсмические приборы, 2018б, том 54 номер 2, С. 49–65.

Санина И.А., Волосов С.Г., Черных О.А., Асминг В.Э., Солдатенков А.М., Ризниченко О.Ю. Синтез и опыт экспериментального применения двухмерной малоапертурной сейсмической антенны «Михнево» // Сейсмические приборы. Москва: ИФЗ РАН. 2008. Вып. 44. С. 3–18.

Санина И.А., Волосов С.Г., Черных О.А., Ризниченко О.Ю. Малоапертурная сейсмическая антенна «Михнево»: новые возможности изучения сейсмичности Восточно-Европейской платформы // Доклады Академии наук. 2009. Т. 428. № 4. С. 536–541.

Bobrov D., I. Kitov, and L. Zerbo. Perspectives of Cross-Correlation in Seismic Monitoring at the International Data Centre // Pure and Applied Geophysics. 2014. V. 171. N 3-5. P. 439–468.

Van Trees H.L. Optimum Array Processing, Wiley, NY, 2002. (Detection, Estimation, and Modulation Theory, Part IV) // John Wiley and Sons Inc., New York, 3185–3201.

УДК 550.311: 550.341

10.26006/IDG.2019.11.38617

ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЕ ВРАЩЕНИЕ ВНУТРЕННЕГО ЯДРА ЗЕМЛИ ИЗ СЕЙСМИЧЕСКИХ ДАННЫХ СТАНЦИИ ИУЛЬТИН

В.М. Овчинников

ИДГ РАН

Анализ данных о дифференциальных невязках времен пробега волн RKP_{DF} и RKP_{AB} на сейсмической станции Иультин указывает на возможность вращения внутреннего ядра с периодическим замедлением и ускорением.

Введение

Внутреннее ядро (IC) имеет отношение к широкому спектру проблем: геофизических, геохимических, магнитного поля и планетарных. Оно находится под влиянием различных внешних факторов, включая изменения орбитальных и вращательных параметров, приливы и отливы, гравитационное влияние мантии, вязкое сопротивление внешнего ядра и электромагнитные силы. В нем могут возникать внутренние напряжения под влиянием вариаций тепловых и химических процессов и реагировать на них дифференциальным вращением, конвекцией, деформацией и созданием анизотропии материала. IC изолировано от твердых внешних оболочек жидким с низкой вязкостью внешним ядром, и поэтому может вращаться, колебаться, прецессировать, осциллировать и смещаться относительно оси вращения Земли [Авсюк, 1980; Song, Richards, 1996; Su, Dziwonski, 1996; Creager, 1997; Авсюк и др., 2001]. Активное изучение подвижности IC было начато около 25 лет назад в связи проблемой возникновения и эволюции магнитного поля Земли – в численном эксперименте была показана возможность инверсии магнитного поля, и при этом наблюдалось дифференциальное вращение внутреннего ядра относительно мантии со скоростью 1.60 1/год [Glatzmaier, Roberts, 1995]. Результаты сейсмических исследований дифференциального вращения IC, в основном по объемным волнам, можно разделить на три группы. В первой – приводятся аргументы относительно того, что вращение не может значительно отличаться от нуля [Souriau, 1998; Poupinet et al., 2000; Isse, Nakanishi, 2002; Vidale, 2019], во второй группе отмечается достаточно большая скорость вращения от 0.2 до 1 градуса в год [Song, Richards, 1996; Su, Dziwonski, 1996; Creager, 1997; Овчинников и др., 1998; Song, 2000a,b, 2003; Song, Li, 2000; Vidale et al., 2000; Zhang et al., 2005; Collier, Helffrich, 2001; Kerr, 2005; Овчинников, Каазик, 2011], в третьей – отмечается в среднем малая, но сильно флуктуирующая скорость вращения [Tkalčić et al., 2013; Ding, Chao, 2018], либо невозможность согласовать временные и пространственные особенности анализируемых данных [Yu, 2016; Yao et al., 2019].

В настоящей статье представлены результаты повторной интерпретации, расширенных экспериментальных данных из работы [Овчинников, Каазик, 2008]. Необходимость такого пересмотра связана, во-первых, с наличием уточненных данных о параметрах очага землетрясений (здесь использован каталог ЕНВ, считающийся эталонным), во-вторых, с возможностью расширить набор экспериментальных данных о дифференциальных временах пробега с 26 до 48 измерений и, в третьих, открывшейся возможностью введения поправок на мантийные неоднородности с помощью трехмерной модели мантии LLNL [Simmons et al., 2012].

Экспериментальные данные

В работе использованы сейсмограммы станции Иультин (ИЛТ) на Чукотке, зарегистрировавшей землетрясения в районе Ю. Сэндвичевых о-вов на расстояниях 1610.05–1640.91 в период с 1965 по 1995 гг. Аналоговые сейсмограммы были сканированы с разрешением 600 точек на дюйм и оцифрованы с частотой 20 Гц. Пример сейсмограммы показан на рис. 1.

Для оценки скорости дифференциального вращения внутреннего ядра были измерены по методике [Овчинников, Каазик, 2008] дифференциальные невязки времени пробега $\tau = (t_{AB} - t_{DF})_m - (t_{AB} - t_{DF})_{LLNL}$ и относительные невязки $\tau / t_{ic} \times 100\%$,

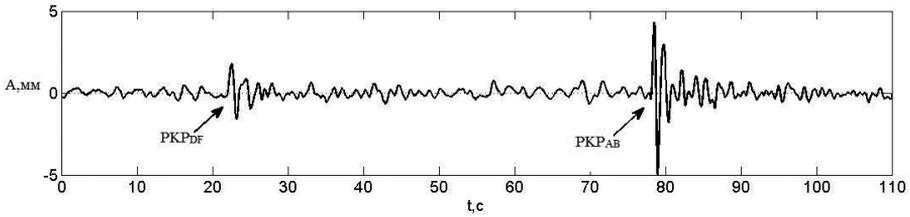


Рис. 1. Сейсмограмма землетрясения 20 мая 1985 г., зарегистрированного на станции Иультин. Ноль на оси абсцисс соответствует 16 час 3 мин 59 с UTC (начало минутной марки на сейсмограмме)

где в первых скобках – измеренное дифференциальное время пробега волн PKP_{DF} и PKP_{AB} , а вторых – дифференциальное время в модели LLNL, t_{ic} – время пробега волн PKP_{DF} в IC. Результаты измерений и параметры землетрясений приведены в Таблице.

Особенность дифференциальных невязок состоит в наличии временного тренда (рис. 2), составляющего 0.017 с/год. Наблюдаемый слабый тренд может быть обусловлен двумя факторами: либо цилиндрической анизотропией скорости продольных волн во внутреннем ядре с осью анизотропии, не совпадающей с осью вращения Земли [Song, Richards, 1996], либо слабой латеральной неоднородностью скорости [Creager, 1997, Овчинников и др., 1998, Collier, Helffrich, 2001].

Скорость дифференциального вращения внутреннего ядра

Будем считать, что наблюдаемые вариации дифференциальных невязок относятся к координатам точки максимального погружения сейсмического луча в IC и представим их в следующем виде

$$\tau_i(\varphi, \lambda, h, T) = \frac{\partial \tau}{\partial \lambda}(\lambda_i - \lambda_0) + \frac{\partial \tau}{\partial \varphi}(\varphi_i - \varphi_0) + \frac{\partial \tau}{\partial h}(h_i - h_0) - \frac{\partial \tau}{\partial \lambda} \alpha(T_i - T_0), \quad (1)$$

где $\frac{\partial \tau}{\partial \lambda}$, $\frac{\partial \tau}{\partial \varphi}$, $\frac{\partial \tau}{\partial h}$ — градиенты дифференциальной невязки по пространственным координатам (долготе, широте и глубине точки максимального погружения сейсмического луча), которые подлежат определению из экспериментальных данных, α – скорость дифференциального вращения внутреннего ядра (положительное направление равномерного вращения – с востока на запад). В качестве центрирующих параметров, отмеченных нулевым индексом, использованы параметры землетрясения 2 мая 1978 г. (Таблица).

Решая избыточную систему линейных уравнений (1) методом наименьших квадратов по данным из Табл. получаем, что $\frac{\partial \tau}{\partial \lambda} = 0.028$ с/град, а $\frac{\partial \tau}{\partial \lambda} \alpha = -0.0281$ с/год. Откуда для скорости дифференциального вращения имеем $\alpha = -0.014$ градуса в год. В приведенном выше рассмотрении, как и во многих других работах, предполагалось, что внутреннее ядро вращается равномерно. Имеются ли в рассматриваемых данных признаки неравномерного вращения, полученного в [Tkalčić et al., 2013], ? Для этого данные о дифференциальных невязках из Таблицы были усреднены по неперекрывающимся временным интервалам так, чтобы в каждом

Основные параметры очагов землетрясений и результаты измерений

Дата	Время в очаге	Широта	Долгота	Глубина	Магнитуда	$(t_{\text{ав}} - t_{\text{бпр}})$	Диф. невязка, $\mu\text{с}$	Широта точки порога	Долгота точки порога	Глубина точки порога	Относительная невязка
12.03.1965	08:42:38.05	-56.0137	-27.5875	112	5.5	52.25	4.75	18.345	-66.014	5727	2.57
09.02.1966	04:40:31.44	-56.695	-25.591	39	5.7	55.89	4.79	18.365	-64.211	5767.5	2.53
21.02.1966	00:22:27.76	-55.716	-26.987	10	5.6	52.31	5.47	18.903	-64.599	5723.2	2.96
16.10.1966	12:55:32.49	-56.162	-27.316	105.3	5.6	55.68	7.56	18.287	-65.871	5734.1	4.07
22.11.1966	07:01:13.58	-58.007	-25.306	46.9	5.7	55.54	0.36	16.969	-66.444	5806.3	0.19
02.02.1967	06:25:47.74	-58.009	-25.567	52.2	5.9	55.46	0.61	16.866	-66.852	5803.3	0.32
02.01.1969	17:50:47.57	-56.086	-27.627	79.7	5.9	60.17	12.74	18.264	-66.205	5727.8	6.88
18.01.1969	03:02:38.20	-56.812	-26.91	126.2	6.1	56.21	5.79	17.722	-66.458	5757.4	3.07
01.12.1969	20:35:04.28	-59.967	-28.522	147.3	5.6	61.97	5.24	13.316	-75.664	5819.5	2.69
17.12.1970	08:42:23.71	-56.12	-27.53	122.2	5.8	54.35	6.48	18.249	-66.115	5730.9	3.49
16.01.1971	12:39:51.50	-56.053	-27.613	69.5	5.8	51.58	4.29	18.308	-66.127	5726.8	2.31
08.01.1972	11:34:49.98	-55.836	-28.859	54.5	6.1	48.96	3.69	18.105	-67.585	5706.3	2.02
13.02.1972	21:05:58.91	-55.897	-26.9	39.3	5.8	52.78	5.22	18.737	-64.778	5730	2.81
07.02.1973	08:01:24.35	-56.024	-28.02	122.5	5.5	51.57	4.48	18.177	-66.674	5722.5	2.42
05.02.1975	06:47:50.50	56.1878	-27.5702	160	5.2	52.87	4.62	18.151	-66.291	5733.2	2.49
29.11.1975	10:46:59.09	-57.82	-25.53	70.6	5.8	60.50	5.97	17.099	-66.386	5799	3.10
24.03.1976	09:45:52.89	-56.154	-27.646	112.5	5.6	53.24	5.46	18.175	-66.35	5730.2	2.94
04.08.1977	01:11:12.17	-56.11	-27.848	112.2	6	52.38	4.95	18.15	-66.573	5726.7	2.67
17.11.1977	15:20:44.59	-56.117	-28.005	127.2	5.7	52.42	5.05	18.083	-66.816	5725.4	2.73
19.11.1977	00:42:48.79	-56.121	-27.896	149.3	5.6	52.75	5.11	18.11	-66.659	5727.3	2.76
31.01.1978	02:17:13.73	-56.197	-27.504	131.2	5.6	53.69	5.54	18.174	-66.213	5733.5	2.98
02.05.1978	23:18:28.16	-58.369	-25.881	64.8	5.7	59.92	4.51	16.31	-68.126	5809.6	2.33

09.02.1979	02:00:12.57	-56.442	-27.049	95.4	5.5	54.38	5.32	18.086	-65.978	5744.8	2.84
14.01.1980	00:43:15.56	-56.798	-27.322	127.8	5.5	55.25	5.36	17.588	-67.05	5752.2	2.85
30.01.1981	05:18:28.36	-56.252	-27.387	114	5.6	53.66	5.34	18.163	-66.138	5736	2.87
16.10.1981	21:01:45.94	-56.52	-27.52	129.2	5.5	54.93	6.01	17.821	-66.825	5742.3	3.21
14.12.1981	12:05:53.97	-56.451	-26.506	92.9	5.9	53.95	4.20	18.274	-65.168	5751.3	2.24
30.04.1982	07:46:52.52	-56.343	-27.569	133.4	5.5	53.26	4.80	17.994	-66.573	5736.9	2.58
18.01.1983	15:23:35.67	-58.081	-24.373	31.5	6	59.92	3.47	17.245	-65.133	5819	1.78
05.07.1983	16:37:09.61	-57.878	-25.692	50.3	5.6	60.84	6.50	16.976	-66.763	5798.2	3.37
17.07.1984	14:14:17.89	-56.473	-27.484	125.9	5.9	54.58	5.76	17.886	-66.685	5741.3	3.08
15.05.1985	20:12:44.23	-56.742	-25.428	13.9	5.6	56.38	5.07	18.381	-64.047	5770.2	2.67
20.05.1985	05:44:41.85	-57.068	-26.795	130.5	5.7	55.70	4.42	17.478	-66.779	5765.9	2.33
15.03.1986	18:32:12.05	-55.984	-27.436	89.8	5.7	52.56	5.12	18.437	-65.737	5727.4	2.76
26.03.1986	21:49:55.84	-56.434	-26.637	87.1	5.7	54.01	4.49	18.247	-65.338	5749.2	2.39
18.11.1986	12:02:28.34	57.9365	-25.4456	58	5.5	59.54	4.68	16.997	-66.506	5802.9	2.43
23.02.1987	02:43:41.87	-58.017	-25.429	33.3	5.9	60.76	5.81	16.914	-66.658	5804.8	3.01
14.04.1987	17:20:42.70	-58.432	-25.58	42.1	5.5	61.06	5.23	16.351	-67.811	5814.4	2.70
09.07.1987	07:27:33.41	-56.462	-25.707	19.1	5.5	55.26	5.00	18.58	-63.955	5759.2	2.65
09.05.1990	04:21:18.99	-56.402	-27.109	98.7	5.9	53.67	4.73	18.106	-65.995	5743.1	2.53
15.06.1991	01:13:20.03	-58.346	-24.414	28.2	5.8	63.85	6.76	16.908	-65.795	5825.8	3.46
27.12.1991	04:06:00.87	-55.967	-25.011	23.7	6.3	56.56	6.81	19.369	-61.94	5753.1	3.62
28.12.1991	00:52:12.77	-56.098	-24.562	19.7	6.1	54.59	3.99	19.403	-61.449	5761.8	2.11
20.03.1992	18:45:11.72	-56.506	-27.249	112.1	5.9	54.78	5.68	17.939	-66.395	5744.7	3.04
21.11.1992	22:39:32.69	-56.506	-25.834	15.4	5.7	57.98	7.77	18.486	-64.237	5758.9	4.12
25.07.1994	04:39:21.12	-57.007	-25.709	53.9	5.8	55.08	3.14	17.97	-65	5775	1.65
25.07.1994	22:00:26.64	-56.343	-27.395	105.1	6.3	53.49	5.00	18.065	-66.316	5738.3	2.68
26.03.1995	02:16:15.13	-55.992	-28.347	56.7	5.9	53.10	6.85	18.118	-67.108	5716.2	3.72

интервале оказалось не менее пяти измерений. Результаты такого усреднения показаны на рис. 3. Полученный результат на качественном уровне можно

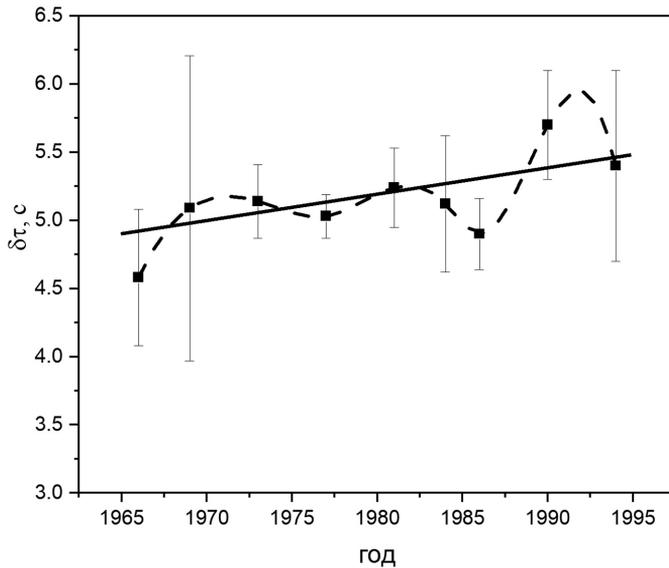


Рис. 3. Пунктиром показан характер изменения дифференциальных невязок в календарном времени. Для лучшей визуализации по средним значениям выполнена интерполяция кубическими сплайнами. Отрезок прямой – линейный тренд

интерпретировать как дифференциальное вращение с небольшой скоростью, осложненное то ускорением, то замедлением вращения с периодичностью около 10 лет.

Выводы

1. Расширенный набор данных о дифференциальных временах пробега волн PKP_{DF} и PKP_{AB} , полученный на станции ИТ, поддерживает гипотезу об относительном вращении внутреннего ядра, но с низкой скоростью.

2. На качественном уровне показано, что возможно вращение происходит с замедлением и ускорением, имеющее период около 10 лет.

Литература

Авсюк Ю.Н. Возможное объяснение изменяемости широт (Чандлерова качания полюса) // Докл. АН СССР. 1980. Т.254. № 4. С. 834–838.

Авсюк Ю.Н., Адушкин В.В., Овчинников В.М. Комплексное исследование подвижности внутреннего ядра Земли // Физика Земли. 2001. № 5. С. 64–75

Овчинников В.М., Адушкин В.В., Ан В.А. О скорости относительного вращения внутреннего ядра Земли // Докл. РАН. 1998. Т. 362. № 5. С. 683–686.

Овчинников В.М., Каазик П.Б. Скорость дифференциального вращения внутреннего ядра из сейсмических данных станции Иультин // Локальные и глобальные проявления воздействий на геосферу: сб. научн. трю ИДГ РАН. 2008. С. 145–152.

Овчинников В.М., Каазик П.Б. Станционные временные тренды невязок времен пробега сейсмических волн и дифференциальное вращение внутреннего ядра // Динамические процессы в геосферах: Сборник трудов ИДГ РАН. М.: ГЕОС. 2011. С. 10–19.

Collier J.D., Helffrich G. Estimate of inner core rotation rate from United Kingdom regional seismic network data and consequences for inner core dynamical behavior // Earth and Planetary Science Letters. 2001. V. 193. № 3–4, pp. 523–537.

Creager K.C. Inner core rotation rate from small-scale heterogeneity and time-varying travel times // Science. 1997. V. 278. №. 5341, pp. 1284–1288.

Ding H., Chao B., A 6-year westward rotary motion in the Earth: Detection and possible MICG coupling mechanism // Earth and Planetary Science Letters. 2018. 495, p. 50–55. Doi: papers3/publication/doi/10.1016/j.epsl.1018,05.009.

Glatzmaier G.A., Roberts P.H. A three-dimensional convective dynamo solution with rotating and finitely conducting inner core and mantle // Physics of the Earth and Planetary Interiors. 1995. V. 91, № 1–3, pp. 63–75.

Isse T., Nakanishi I. Inner core anisotropy beneath Australia and differential rotation // Geophysical Journal International. 2002. V. 151, p. 255–263.

Kerr R.A. Earth's inner core is running a tad faster than the rest of the planet // Science. 2005. V. 309, № 5739, p. 1313. DOI: 10.1126/science.309.5739.1313a.

Poupinet G., Souriau A., Coutant O. The existence of an inner core super-rotation questioned by teleseismic doublets // Phys. Earth. Planet Inter. 2000. 118, p. 77–88.

Simmons, N.A, Myers S.C., Johannesson G. LLNL-G3Dv3: Global P wave tomography model for improved regional and teleseismic travel time prediction // J. Geophys. Res., 2012. 117, B10302. Doi: 10.1029/2012JB009525.

Song X.D., Richards, P.G. Seismological evidence for differential rotation of the earth's inner core // Nature. 1996. V. 382. № 6588, pp. 221–224.

Song X.D. Time dependence of PKP(BC)-PKP(DF) times: could this be an artifact of systematic earthquake mislocations? // Physics of the Earth and Planetary Interiors. 2000a. V. 122. № 3–4, pp. 221–228.

Song X.D. Joint inversion for inner core rotation, inner core anisotropy, and mantle heterogeneity // Journal of Geophysical Research B: Solid Earth. 2000b. V. 105. № 4, pp. 7931–7943.

Song X.D., Li A.Y. Support for differential inner core superrotation from earthquakes in Alaska recorded at South Pole station // Journal of Geophysical Research B. Solid Earth. 2000: V. 105. № 1, pp. 623–630.

Song X. Tree-dimensional structure and differential rotation of the inner core. In: Earth's core. Dynamics, Structure, Rotation. Geodynamics series / Editors: V. Dehant, K. Creager, S. Karato, S. Zatman. V. 31. P. 45–64. 2003.

Souriau, A. New seismological constraints on differential rotation of the inner core from Novaya Zemlya events recorded at DRV, Antarctica // Geophysical Journal International. 1998. V. 134. № 2, pp. F1–F5.

Su, W.-J., A.M. Dziewonski A.M., Jeanloz R. Planet within a planet: rotation of the inner core of earth // Science. 1996. V. 274. № 5294, pp. 1883–1887.

Tkalčić H., M. Young, T. Bodin, S. Ngo, M. Sambridge, The shuffling rotation of the Earth's inner core revealed by earthquake doublets // Nature Geoscience. 2013. V. 6, № 6, pp. 497–502.

Vidale, J.E., Dodge D.A., Earle P.S. Slow differential rotation of the Earth's inner core indicated by temporal changes in scattering // Nature. 2000. V. 405. № 6785, pp. 445–448.

Vidale J.E. Very slow rotation of Earth's inner – core from 1971 to 1974 // *Geoph. Let.* 2019. Doi:10.1029/2019GL083774.

Yao J.D., Sun L., Wen L. Temporal change of seismic Earth's inner core phases: Inner core differential rotation or temporal Solid Earth, change of inner core surface? // *J. Geophys. Res., Solid Earth.* 2019. 23(23). P. 3401–3417. Doi:paper3://publication/doi/10.1029/2019/2019JB017532.

Yu W. Times-dependent inner core structures examined using repeating earthquake-dependent inner core earthquakes in subduction zones of the southwest Pacific // *Geoph. J. International.* 2016. 204(2). P. 1204–1215. Doi:paper3://publication/doi/10.1093/gji/ggv508.

Zhang J., Song X., Li, Y. Richard P.G., Sun X., Waldhauser F. Inner core differential motion confirmed by earthquake waveform doublets // *Science.* 2005. V. 309. № 5739, pp. 1357–1360.

УДК 550.34; 552.2

10.26006/IDG.2019.11.38619

КОМПЛЕКСНОЕ ИЗУЧЕНИЕ ГЛУБИННОГО РАЗЛОМА ПО ДАННЫМ НАЗЕМНЫХ НАБЛЮДЕНИЙ

*А.А. Остапчук¹, Э.М. Горбунова¹, А.В. Григорьева³, Д.В. Павлов¹,
В.В. Ружич², А.Н. Беседина¹, К.Г. Морозова¹, З.З. Шарафиев¹*

¹ИДГ РАН

²Институт земной коры СО РАН

³Институт геологии рудных месторождений, петрографии, минералогии и геохимии РАН

В работе представлены результаты геолого-геофизических исследований экспериментированного участка центральной части Приморского разлома Байкальской рифтовой зоны. Исследования направлены на выявление особенностей внутренней структуры зоны интенсивных деформаций и определения её механических характеристик. В теле разлома прослеживаются узкие, мощностью первые сантиметры, зоны локализации деформаций, в которых происходит как формирование мелкодисперсной структуры материала, так и стресс-метаморфические преобразования породы. Оценка жесткости исследуемого участка разлома показывает существенно более высокие значения параметра (1.4 МПа/мм), что вероятно указывает на процесс залечивания исследуемого участка.

Введение

Новые экспериментальные данные о геолого-геофизических и гидрогеологических параметрах разломных зон, получаемые в ходе глубинного бурения, полевых наблюдений и лабораторных экспериментов, способствуют детализации представлений о геомеханических процессах, протекающих в как в зоне динамического влияния, так и на участке локализации скольжения [Кочарян, 2016].

Исследования эксгумированных участков разломных зон, как правило, направлены на развитие концепции связи режима скольжения и структуры центральной части разлома. Гетерогенность крупных разломных зон вызывает значительные пространственные вариации в реологии разломов и скорости деформации в пределах одного участка [Fegerent, Sibson, 2010]. При исследовании структурных нарушений необходимо различать деформационные характеристики геоматериала, выполняющих разлом/трещину, и интегральные свойства разлома как механической системы в целом. Последние определяются как свойствами собственно заполнителя, так и целым рядом других факторов [Кочарян, 2016; Leeman et al., 2016].

Важную роль в процессах зарождения, локализации и распространения разрыва при сейсмических событиях играют эволюция фрикционных свойств пород горного массива и их пространственное распределение [Saffer, Wallace, 2015; Будков, Кочарян, 2016]. В ряде работ показано, что минералогический состав влияет на фрикционную устойчивость и режим скольжения разлома [Kato, Hirano, 2016; Остапчук и др., 2017], а также, что фрикционная стабильность зависит от трансформации структуры разлома в процессе его деформирования [Scuderi et al., 2017]. Исследование механических свойств модельных разломов показывает, что в условиях скоростного разупрочнения контакта бортов разлома, режим скольжения определяется соотношением двух параметров, которые могут быть установлены по сейсмологическим наблюдениям – сдвиговой жесткости разлома и жесткости вмещающего массива [Костюченко и др., 2002; Кочарян, 2013].

В настоящей работе представлены первые результаты полевого обследования центральной части разлома, позволившие выделить зону активных деформаций и оценить механические характеристики данной зоны.

Объект исследования

На протяжении последних десятилетий в пределах раннепалеозойского коллизионного шва, трассирующего зону аккреции микроплиты Ольхонского террейна к юго-восточной окраине древнейшего Сибирского кратона, проводятся комплексные геолого-геофизические исследования. В кайнозойский рифтогенный этап тектонического развития на западной окраине Байкальской рифтовой впадины произошла активизация сейсмогенной зоны Приморского разлома протяженностью порядка 250 км. В пределах зоны Приморского разлома к настоящему времени на земной поверхности стали доступными для визуального геологического изучения горизонты земной коры, располагавшиеся ранее на сейсмофокальных глубинах [Ружич и др., 2018].

Приморский разлом входит в состав Обручевской зоны разломов и простирается на северо-восток от устья р. Бугульдейки к западному берегу Малого моря (рис. 1). По результатам геолого-структурных исследований, проведенных сотрудниками ИЗК СО РАН, в зоне динамического влияния Приморского разлома определен морфолого-кинематический тип разлома, который на ранних этапах формирования представлен сдвиго-взбросом, на неотектоническом – сбросом со сдвиговой компонентой [Семинский и др., 2012].

Характеристика структуры и минерального состава центральной части разлома

Наиболее полно геологический разрез осевой части Приморского разлома представлен в обнажении, расположенном в устье р. Бугульдейки. На поверхности в



Рис. 1. Схема линеаментов Прибайкалья и откартированные разломы [Иванченко, Горбунова, 2019, настоящий сборник], звездочкой отмечен эпицентр землетрясения М 3.3, произошедшего 31 июля 2019 г., координаты эпицентра (52.48 с.ш.; 106.62 в.д.), кружком – район полевых работ

левом борту долины в результате денудации стали доступными для визуального геологического изучения горизонты земной коры, располагавшиеся ранее на глубинах до 10–18 км [Ружич и др., 2018] (рис. 2).

На основе визуальной обработки панорамного снимка обнажения с привлечением фотодокументации опорных профилей выделены основные системы трещин, контролирующие структуру эксгумированного сегмента Приморского разлома и границы оползневого блока (рис. 3). В пределах рассматриваемого обнажения прослежены зоны расланцевания, дробления и милонитизации, которые изучены по

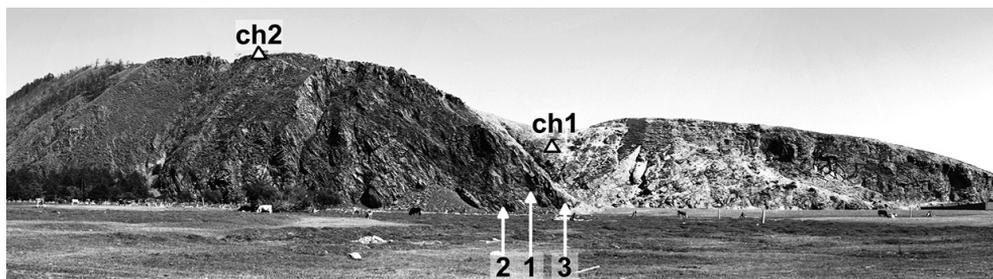


Рис. 2. Общий вид эксгумированного участка Приморского разлома в районе устья р. Бузульдейки. Профили отбора образцов отмечены стрелками (1, 2, 3). Места установки сейсмологических датчиков – треугольниками (ch1, ch2)

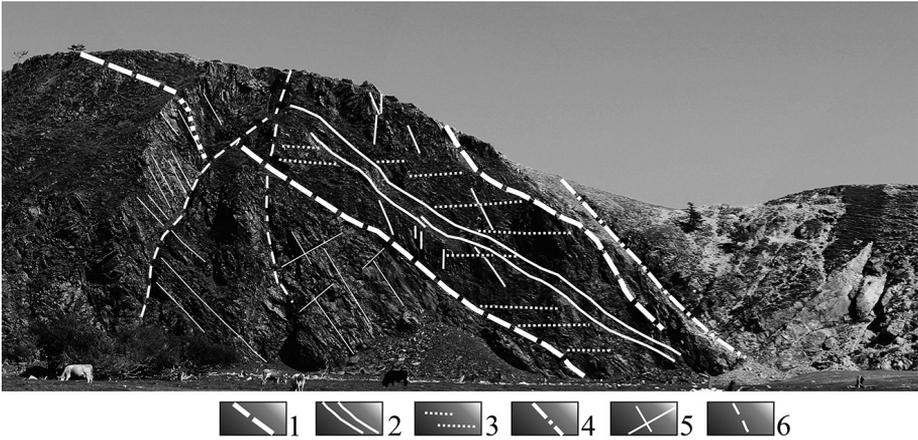


Рис. 3. Общий вид исследуемого обнажения с выделенной системой трещин.
 1 – субпараллельные Y-сдвиги, 2 – центральная зона интенсивных деформаций, 3 – сдвиги Риделя (R), 4 – зона тектонического контакта интрузивного массива с амфиболовыми плаггиогнейсами взброса-сдвигового типа, 5 – тектонические трещины, 6 – контур оползневого блока

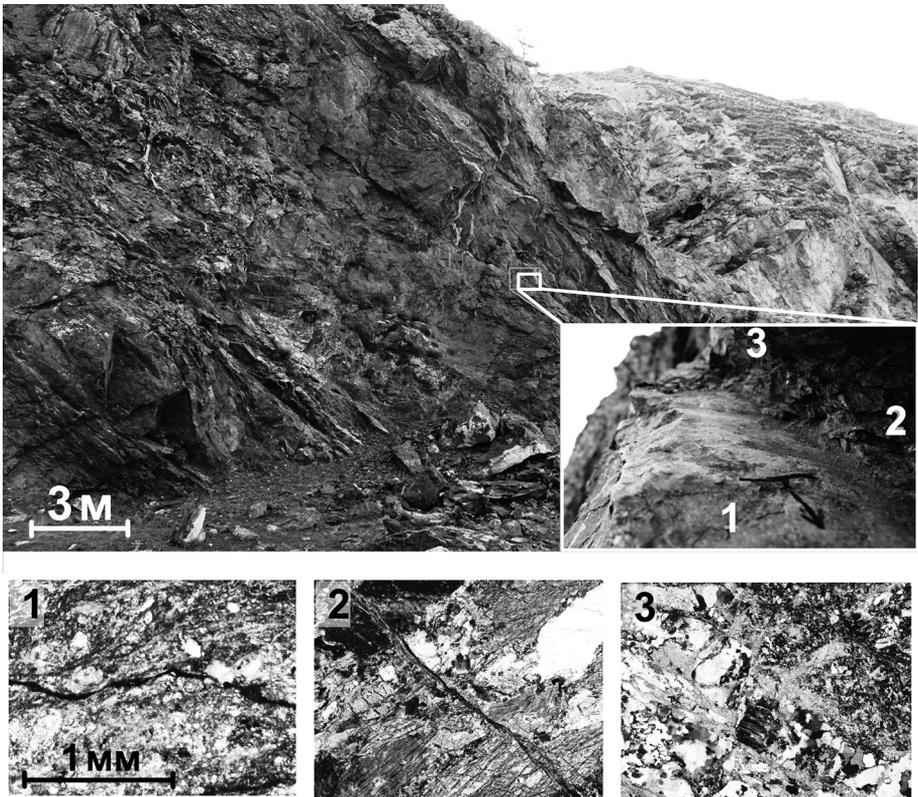


Рис. 4. Общий вид участка разлома и профиля 1 (на врезке; цифрами показаны места отбора образцов). Нижняя панель – шлифы, соответствующие образцам из точек 1–3. (снизу)

петрографическим профилям, приуроченным к бортам разлома и его центральной части. Характерная ширина ядра разлома составляет 15–20 м.

Для определения закономерностей пространственной вариации микроструктурных и минералогических свойств зон активных деформаций образцов горных пород был произведен отбор образцов горных пород с учетом изменения литологического состава, структуры, текстуры и цвета породы. На всех исследуемых профилях наблюдается резкое изменение микроструктурных свойств. Для примера рассмотрим профиль 1.

Профиль 1 пройден вкrest видимой осевой линии разлома (рис. 4). Порода центральной зоны разлома (рис. 3, обозначение 2) представлена катаклазитовым кварц-полевошпат-карбонатизированным милонитом, в котором первичные минералы претерпели многократную переработку в результате интенсивных тектонических процессов. Так, первичные амфиболы полностью замещены хлоритом, кварц разрушен до тончайших микрочастиц с последующей перекристаллизацией, полевые шпаты также сильно разрушены и замещены вторичными минералами (рис. 4, шлиф 1). В результате порода превращена в милонит, где матриксом является тонкоперетертый и гранулированный кварц, а в качестве порфириобластов можно рассматривать крупные выделения (до 0.3 мм) измененных плагиоклазов, замещающихся карбонатом и соссюритом. Около 15–20 % площади шлифа занимают ориентированные в одном направлении прерывистые слоистые ленточные полосы, выполненные хлоритом, которые обуславливают псевдослоистую текстуру породы.

Зона перехода (рис. 4, шлиф 2) представлена амфиболитовым сланцем, преимущественно состоящим из роговой обманки (~ 70%), частично хлоритизированной, кристаллы которой ориентированы в одном направлении, обуславливая слоистую текстуру породы. По сланцеватости с роговой обманкой в породе располагаются удлиненные кристаллы плагиоклазов (~ 20%), по которым развиты вторичные минералы, а также небольшое количество (~ 5%) кварца. По направлению слоистости и, в меньшей степени в перпендикулярном направлении отмечается система тонких равномерных трещин, выполненных гидроксидами железа и сидеритом.

Отобранные образцы «приконтактной» области центральной зоны разлома представлены окварцованным и карбонатизированным бластокатаклазитом (рис. 4, шлиф 3). Крупные выделения кварца размером до 5 мм расположены в породе неравномерно, контактируют с более ранним гранулированным и перетертым кварцем, имеющим разные размеры индивидуализированных частиц в интервале от 0.3 до 0.001 мм. Полевые шпаты представлены в породе преимущественно плагиоклазами, которые по спайности в разной степени замещаются карбонатами, пренитом, вторичными минералами. По всему образцу в перпендикулярном направлении развита система разнонаправленных трещин, залеченных карбонатным веществом.

Вдоль профилей 2 и 3 также обнаружено резкое изменение микроструктурных свойств. Так, изучение отобранных образцов горных пород указывает на формирование Y-сдвига, сложенного милонитом по полевошпатовой породе. Y-сдвиг сформировался на расстоянии ~ 15 см от борта разлома, а его ширина составляет 2–5 см. Вдоль профиля 3 длиной 0.5 м порода претерпевает структурно-текстурную трансформацию: амфиболит → милонитизированный биотит-кварц-полевошпатовый гнейс → кварц-полевошпатовый милонит → биотит-кварц-плагиоклаз-микроклиновый гнейс, при этом мощность Y-сдвига составляет первые сантиметры.

Оценка жесткости разлома

При определении жесткости ядра разлома мы основывались на одном важном обстоятельстве, а именно том, что ширина межблоковых границ (разломов) много меньше расстояния между ними и размеров ограничиваемых ими блоков. Это позволяет рассматривать разломы как плоские протяженные образования. Тогда, если длина сейсмической волны, взаимодействующей с нарушением сплошности, много больше характерной ширины разлома, то можно использовать квазистатическое приближение для оценки жесткости. В таких условиях поле напряжений при переходе через границу остается непрерывным, в то время как поле смещений претерпевает разрыв [Костюченко и др., 2002]. Для оценки напряжения можно воспользоваться известным соотношением для плоской волны [Саваренский, 1972]:

$$\sigma(t) = \rho C_p u(t), \quad (1)$$

где ρ – плотность вмещающей породы, C_p – скорость распространения сейсмической волны, а $u(t)$ – массовая скорость в сейсмической волне. Относительное перемещение определяется согласно соотношению (2):

$$W(t) = \int_t \left(u^+(\xi) - u^-(\xi) \right) d\xi, \quad (2)$$

где $u^+(t)$ и $u^-(t)$ – скорости смещения грунта на разных бортах разлома. Зная напряжение и относительное смещение берегов разлома, жесткость разлома определяется следующим образом:

$$k = \frac{d\sigma(t)}{dW(t)}. \quad (3)$$

Массовая скорость в сейсмических волнах (вертикальная компонента) регистрировалась геофонами GS-20DX, расположенными на противоположных бортах

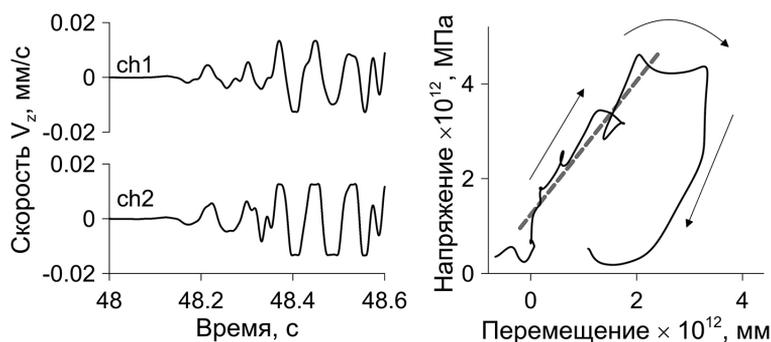


Рис. 5. Эпюры скоростей, зарегистрированные на правом (1) и левом (2) бортах разлома, и диаграмма нагружения разлома $\sigma(W)$. Линейная аппроксимация участка динамического нагружения разлома отмечена пунктирной линией

разлома (рис. 2). Расстояние между датчиками составляло около 50 м. В качестве источника сейсмических волн выступило землетрясение, произошедшее 31 июля 2019 г. на противоположном берегу оз. Байкал на расстоянии 55 км (рис. 1).

На рис. 5 представлены записи геофонов, на которых отчетливо видны вступления сейсмических волн. Используя соотношения (2)–(3), была построена диаграмма динамического нагружения разлома. Линейная аппроксимация возрастающей ветви диаграммы позволила оценить эффективное значение жесткости исследуемого разлома, которая составляет ~ 1400 МПа/м.

Заключение

На рассмотренном примере эхсгумированного сегмента Приморского глубинного разлома продемонстрирован способ комплексного исследования, направленного на установление связи между структурными и механическими свойствами разлома.

В ходе натурных наблюдений и лабораторного анализа микроструктуры образцов было отчетливо продемонстрировано изменение структуры породы и преобразование минералов в результате стресс-метаморфизма в осевой зоне разлома. Подобная трансформация образцов породы и минералов будет обуславливать изменение их фрикционных свойств. Способ реализации накопленной упругой энергии в зоне разлома, вероятно, зависит не только от прочностных макрохарактеристик заполнителя, но и от структурных преобразований, произошедших на мезо- и микроуровне.

Результаты выполненных экспериментальных исследований подтверждают наличие в теле разлома зон локализации деформаций. В процессе эволюции разлома аккумуляция сдвиговых деформаций вызывает как формирование мелкодисперсной структуры заполнителя зон активных деформаций, так и стресс-метаморфические преобразования породы.

Оценка жесткости исследуемого разлома показала значения на порядок превышающие характерную для разломов такого ранга величину. Столь существенное отличие может быть обусловлено либо 1) существенно более малым масштабом разлома, что является маловероятным; либо 2) залечиванием (минерализацией) исследуемого участка разлома и отсутствием активных смещений в теле разлома, по крайней мере, в новейшее время.

Таким образом, комплексное изучение структурных особенностей разлома и оценка его механических свойств может указывать на степень «опасности» или «безопасности» изучаемого локального участка разлома.

Организация и проведение полевых исследований выполнялась при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект №17-05-01271).

Анализ данных сейсмологического мониторинга и обобщение результатов выполнялась в рамках темы государственного задания АААА-А17-117 112350020-9.

Литература

Будков А.М., Кочарян Г.Г. Экспериментальное исследование различных режимов скольжения блоков по границе раздела. Часть 3. Численное моделирование // Физическая мезомеханика. 2016. Т. 19. № 3. С. 86–92.

Костюченко В.Н., Кочарян Г.Г., Павлов Д.В. Деформационные характеристики межблоковых промежутков различного масштаба // Физическая мезомеханика. 2002. Т. 5. № 5. С. 23–42.

Кочарян Г.Г. Жесткость разломной зоны как геомеханический фактор, контролирующей излучательную эффективность землетрясений в континентальной коре // Доклады Академии наук. 2013. Т. 452. № 1. С. 87.

Кочарян Г.Г. Геомеханика разломов. М.: ГЕОС. 2016. – 423 с.

Останчук А.А., Горбунова Э.М., Ружич В.В., Григорьева А.В., Ефремов В.В. Минералогические и механические свойства пород зоны интенсивных деформаций приморского разлома Байкальской рифтовой зоны. В сб. Триггерные эффекты в геосистемах: Материалы IV Всероссийской конференции с международным участием / под редакцией В.В. Адушкина, Г.Г. Кочаряна. М.: ГЕОС. 2017. С. 260–266.

Ружич В.В., Кочарян Г.Г., Савельева В.Б., Травин А.В. О строении и формировании очагов землетрясений в разломах на приповерхностном и глубинном уровне земной коры. Часть II. глубинный уровень // *Geodynamics & Tectonophysics*. 2018. Т. 9. № 3. С. 1039–1061.

Саваренский Е.Ф. Сейсмические волны. М.: Недра, 1972. – 296 с.

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.

Fegerent A., Sibson R.H. Mélange rheology and seismic style // *Geology*. 2010. Vol. 38, No. 8. P. 751–754.

Kato N., Hirono T. Heterogeneity in friction strength of an active fault by incorporation of fragments of the surrounding host rock // *Earth Planet Sp.* 2016. Vol. 68. No. 134, doi: 10.1186/s40623-016-0512-3.

Leeman J.R., Saffer D.M., Scuderi M.M., Marone C. Laboratory observations of slow earthquakes and the spectrum of tectonic fault slip modes // *Nat. Commun.* 2016. Vol. 7. Number 11104, doi: 10.1038/ncomms11104.

Saffer D.M., Wallace L.M. The frictional, hydrologic, metamorphic and thermal habitat of shallow slow earthquakes // *Nature Geoscience*. 2015. Vol. 8. P. 594–600.

Scuderi M.M., Collettini C., Viti C., Tinti E., Marone C. Evolution of shear fabric in granular fault gouge from stable sliding to stick slip and implications for fault slip mode // *Geology*. 2017. Vol. 45. No. 8. P. 731–734, doi: 10.1130/G39033.1.

550.34:556.3

10.26006/IDG.2019.11.44377

ОТКЛИК ВОДОНАСЫЩЕННОГО КОЛЛЕКТОРА НА ПРОХОЖДЕНИЕ СЕЙСМИЧЕСКИХ ВОЛН В БЛИЖНЕЙ ЗОНЕ МАССОВОГО ВЗРЫВА В ШАХТЕ

А.Н. Беседина, Э.М. Горбунова, А.А. Останчук, Д.В. Павлов

ИДГ РАН

Приводятся результаты измерений вариаций уровня воды в наблюдательной скважине во время массового взрыва в шахте. Датчик уровня, установленный в скважину, зарегистрировал колебания уровня воды во время прохождения

сейсмозрывного импульса. Максимальная амплитуда колебаний уровня составила 12 мм. Основная частота колебаний оказалась в пределах 15–20 Гц, что совпало с частотой сигнала, зарегистрированного сейсмометром, установленным на поверхности у устья скважины. Остаточных изменений уровня воды, вызванных прохождением сейсмического импульса, отмечено не было.

Введение

Наблюдения за изменениями уровня подземных вод в скважинах проводятся очень давно и используются в самых разных целях. По информации Дж. Бредехофта [Bredehoeft, 1967] первые публикации результатов исследований влияния земных приливов на изменение уровня подземных вод относятся к 1880 году. В уже упомянутой работе, а также в работах [Hsieh et al., 1987; 1988] аналитически получены характеристики вариаций уровня воды в открытой скважине под действием циклических нагрузок, таких как земные приливы и атмосферное давление. В работах [Cooper et al., 1965; Liu et al., 1989] получено аналитическое решение для колебаний уровня воды в открытой скважине под действием проходящих сейсмических волн.

Натурные наблюдения вариаций уровня воды в скважинах многочисленны и разнообразны. Условно, их можно разделить на две группы. Одну составляют те, что направлены на изучение действия приливов и атмосферного давления на водонасыщенные коллекторы. Чаще всего их цель – оценка проницаемости коллектора на основе фазовой задержки между деформацией коллектора и вариациями уровня воды в скважине [Allegre et al., 2016; Burbey et al., 2012; Cuttillo & Bredehoeft, 2011, Vinogradov et al., 2018, Беседина и др., 2015 и др.] Этот же метод может быть использован и, например, для оценки результатов работ по гидроразрыву [Burbey & Zhang, 2010].

Вторую группу составляют исследования вариаций уровня воды в скважинах, инициированных землетрясениями. Здесь, помимо постоянных изменений уровня (ступенек) [Bower & Heaton, 1978; Roeloffs, 1998; Копылова, 2001] и др., предполагается и реакция непосредственно на проходящие сейсмические волны. То есть, вариации уровня воды в скважине под действием сейсмических волн можно рассматривать как, своего рода, гидросейсмограф [Blanchard & Byerly, 1935].

В середине прошлого века существовала очевидная проблема – для регистрации волновых форм землетрясений, по сравнению с постоянными, квазистационарными изменениями уровня, приходилось заметно повышать скорость развертки регистратора. Так, для записи динамического отклика уровня воды в скважине в Айове на землетрясение M8.7 28.03.1964 на Аляске скорость протяжки самописца была увеличена в 240 раз [Coble, 1965]. В настоящее время, с развитием цифровых технологий, проблемы регистрации на высоких скоростях опроса и хранения больших объемов данных успешно решаются.

Вероятно, именно с этим связан тот факт, что с началом нынешнего столетия число работ, использующих динамический отклик уровня воды в скважине, существенно выросло. В работе [Brodsky et al., 2003] впервые проведен совместный анализ динамического отклика и скачкообразных изменений уровня (ступенек), на основе которого предложена новая модель косейсмического изменения порового давления в коллекторе. Подобные динамические отклики используются для оценки деформационных свойств коллектора на основе теории пороупругости [Kitagawa et al., 2011], оценки особенностей строения коллектора по аномально сильной реакции уровня на проходящие поперечные волны от сильного удаленного

землетрясения [Shalev et al., 2016] и многих других случаях. Кроме сейсмоактивных районов, к которым относятся вышеперечисленные наблюдения, динамический отклик уровня воды в скважине на сейсмические волны от удаленного землетрясения впервые зарегистрирован и на Русской платформе (Московской обл.) [Besedina et al., 2016].

Заметим, что когда говорится о динамической реакции уровня воды в скважине на проходящие волны от удаленных землетрясений, речь идет о достаточно длиннопериодных колебаниях. Так, в работе [Kitagawa et al., 2011] к высокочастотным относятся колебания на частотах порядка 0.1 Гц. Как оказалось, это далеко не предел. В нашей работе речь пойдет о гораздо более высокочастотных колебаниях уровня воды, зарегистрированных в скважине, оказавшейся в ближней зоне массового взрыва в шахте.

Результаты измерений

Измерения вариаций уровня воды проводились в наблюдательной скважине № 632 АО «Комбинат КМАруда» в г. Губкине Белгородской области. Скважина расположена у нижнего бьефа рекультивированного хвостохранилища (рис. 1). Скважина находится над Стретенской залежью Коробковского железорудного месторождения Курской магнитной аномалии, которое разрабатывается шахтой им. Губкина АО «Комбинат КМАруда». Сейсмическим источником был массовый

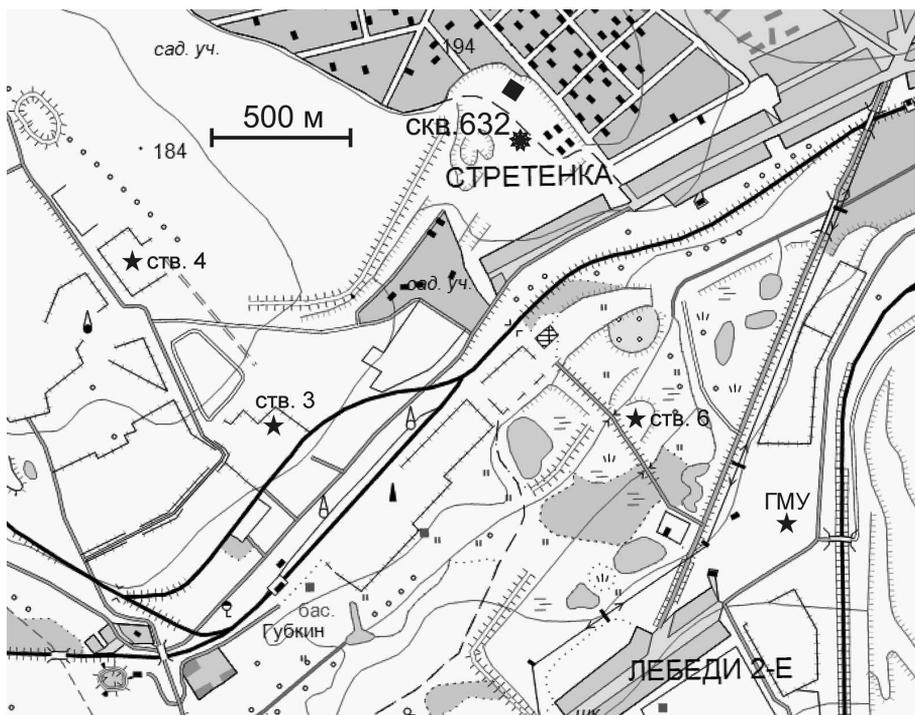


Рис. 1. Расположение скважины № 632 на карте г. Губкина (обозначена 10-конечной звездой). Черный квадрат на север от скважины – примерное положение камеры, в которой проводился взрыв 20.10.2018 г. Ств. 4, 3, 6 – стволы шахты им. Губкина

взрыв в шахте. Примерное положение камеры Стретенского участка шахты, в которой проводился взрыв, показано на рис. 1 черным квадратом к северу от скважины.

Геологический разрез скважины № 632 приведен на рис. 2. Оценим резонансную частоту скважины по формуле [Cooper et al., 1965]:

$$f_0 \approx \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{g}{H_e}}, H_e = H + 3d/8,$$

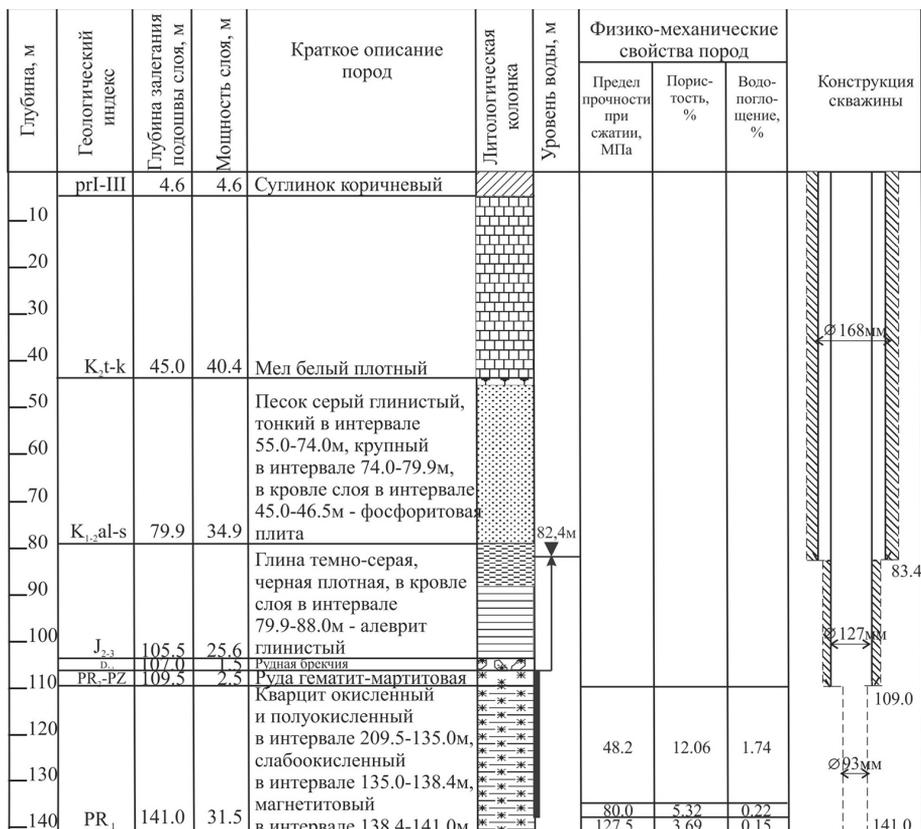


Рис. 2. Геологический разрез скважины № 632 (составлен по данным [Трубников, 2002; Двойнин и др., 1985])

где g – ускорение свободного падения, H – высота столба воды в скважине, d – высота участка скважины, вскрывающего коллектор. Оценка по формуле (1) дает величину $f_0 \approx 0.06$ Гц.

Подземные воды рассматриваемого коллектора – трещинно-пластового типа, приурочены к зоне экзогенного выветривания железных руд и окисленных кварцитов. Верхним водоупором являются глинистые отложения юры и девона, нижним – неокисленные плотные породы скального массива. В скважине № 632 архей-протерозойский водоносный комплекс напорный, уровень подземных вод залегает на глубине 82.4 м, величина напора составляет 24.6 м по состоянию на 18.10.2018 г. (рис. 2).

Водовмещающие породы представлены рудой гематит-мартитовой и кварцитом, характеризующимся различными физико-механическими свойствами. Окисленный и полуокисленный кварциты согласно ГОСТ 25100-2011 относятся к породам средней прочности, так как среднее значение предела прочности на сжатие монолитов, отобранных из горных выработок, составило 48.2 МПа [Двойнин и др., 1985]. Слабоокисленный кварцит относится к прочным породам, среднее значение предела прочности на одноосное сжатие равно 76.2 МПа. Окисленные, полуокисленные и слабоокисленные кварциты являются среднепористыми, среднее значение пористости изменяется от 5.3 до 12.2%. Кварцит магнетитовый относится к очень прочным (предел прочности на сжатие 127.5 МПа) и слабопористым породам (пористость 3.7%). Соответственно, железистые кварциты могут

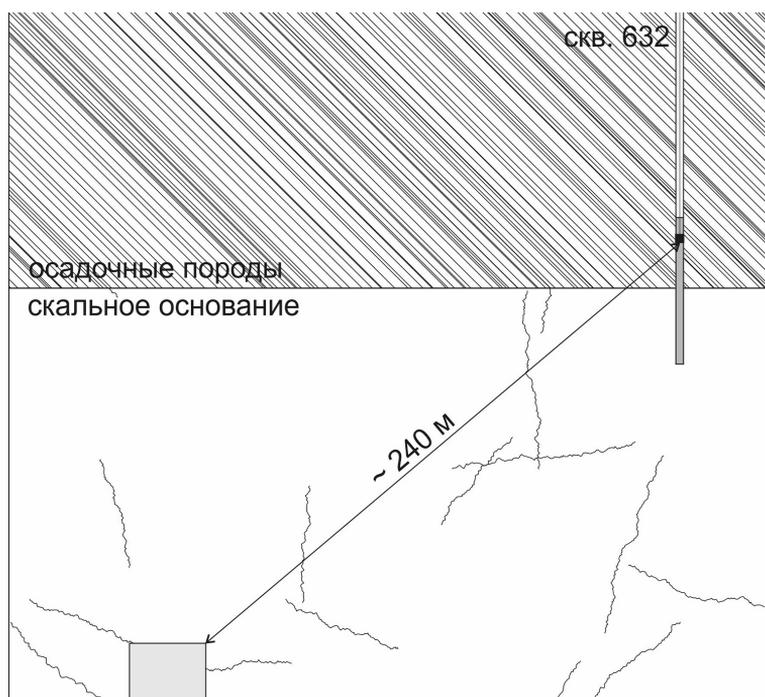


Рис. 3. Вертикальный разрез массива, показывающий взаимное расположение наблюдательной скважины № 632 и камеры, в которой проводился взрыв 20.10.2018 г.

рассматриваться в качестве относительного водоупора архей-протерозойского водоносного комплекса трещинно-пластового типа.

По результатам гидрогеологического опробования удельные дебиты скважин, пройденных в зоне окисленных кварцитов, составляют 0.01–0.03 л/с, в зоне неокисленных кварцитов – изменяются от 0.002 до 0.013 л/с, коэффициент фильтрации не превышает 0.006 м/сут. Интенсивность водопритоков в горные выработки, пройденные на горизонтах +35, -71 и -125 м, уменьшается с глубиной от 150 до 40 и 10 м³/час соответственно [Двойнин и др., 1985].

Целью проводимых измерений было попытаться ответить на вопрос – можно ли датчиком уровня воды, установленным в наблюдательную скважину, зарегистрировать воздействие массового взрыва в шахте на водонасыщенный коллектор?

Измерения вариаций уровня воды проводились датчиком Keller PR-36W (Швейцария) с разрешением 0.2 мм, который располагался на глубине 85.5 м от свободной поверхности, то есть был опущен в воду на 3.1 м (рис. 2). Скорость колебаний грунта измерялась трехкомпонентным сейсмометром СПВ-3К, рабочий диапазон частот 0.5–65 Гц, который располагался в 2 м от скважины на бетонном постаменте в прямке глубиной 0.5 м. Регистрация велась 6-канальной станцией REFTEK-130 (США) с частотой опроса 500 Гц/канал. Таким образом, система измерений позволяла контролировать сейсмическое действие взрыва, а также динамические и квазистатические вариации уровня воды.

Относительное расположение скважины и камеры, в которой проводился взрыв, в плане показано на рис. 1. Их относительное расположение в вертикальном разрезе показано на рис. 3. Как видно, датчик уровня воды оказался примерно в 240 м от верхней кромки взрывной камеры.

Результаты регистрации массового взрыва 20.10.2018 г. показаны на рис. 4. Отметим, что датчик уровня вступает на 0.038 с раньше, чем сейсмометр, что неудивительно – сейсмометр установлен на поверхности у устья скважины.

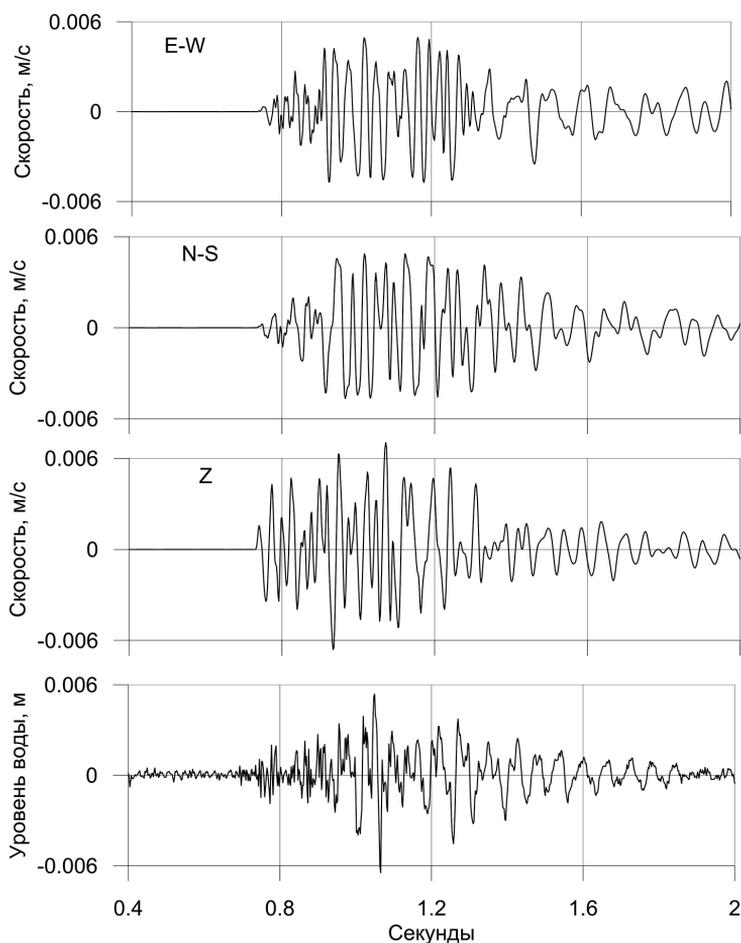


Рис. 4. Записи трех компонент скорости смещения грунта на поверхности и колебаний уровня воды в скважине № 632 при взрыве 20.10.2018 г.

Соответствующая средняя скорость распространения продольной волны в слое осадочных пород составляет около $C_p \approx 1800$ м/с. Никаких остаточных изменений уровня воды (ступенек) после прохождения сейсмического импульса отмечено не было.

Кроме камеры, показанной на рисунках 1 и 3, в этот же день взрывались и другие камеры, расположенные на расстояниях 2000, 750 и 900 м от скважины.

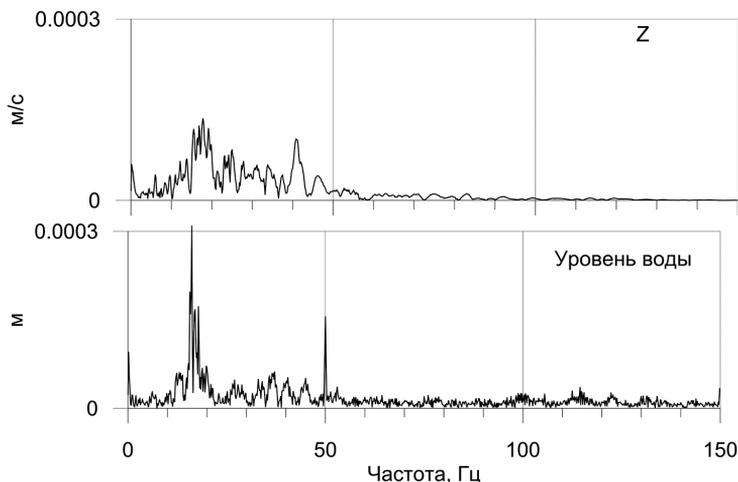


Рис. 5. Амплитудные спектры вертикальной компоненты скорости смещения грунта (вверху) и колебаний уровня воды в скважине (внизу)

Следов этих взрывов на записи датчика уровня воды обнаружить не удалось — слишком незначительным оказалось воздействие на коллектор. На рис. 5 показаны амплитудные спектры вертикальной компоненты скорости и колебаний уровня воды в скважине. Как видно, основные пики в районе 15–20 Гц совпадают. Заметим, что эти частоты существенно выше резонансной частоты скважины. В то же время сама запись уровня (рис. 4), которая для дальних сильных землетрясений с периодами колебаний в группе поверхностных волн в десятки секунд обычно по форме повторяет вертикальную компоненту скорости (см., например, [Brodsky et al., 2003]), в данном случае явно отличается от записей сейсмометра. Это вполне объяснимо — волна слишком короткая (длина волны ~ 280 м в скальном основании при $C_p \approx 5000$ м/с и ~ 100 м в осадочном чехле), чтобы деформировать весь коллектор целиком. Разница расстояний до источника в 70 м между датчиком уровня и сейсмометром (рис. 3) играет существенную роль.

Обсуждение

Эффект скачкообразного изменения уровня подземных вод, связанный с воздействием проходящих сейсмических волн, неоднократно отмечавшийся при наблюдениях в скважинах (см. Введение настоящей статьи), в нашем случае полностью отсутствует, хотя воздействие было достаточно интенсивным. Упомянутая выше модель, в которой эффект увеличения проницаемости связывается с деколматацией трещин за счет возникновения избыточного давления при прохождении сейсмического импульса [Brodsky и др., 2003], предполагает преодоление некоего барьера. Время образования подобного механического барьера толщиной

0.5 мм, в расположенной на глубине высокопроизводительной трещине со скоростью потока жидкости в ней $w \sim 5-10$ м/сут, оценивается примерно в 500–1000 дней [Кочарян и др., 2011]. Учитывая, что массовые взрывы в шахте проводятся практически каждую неделю, и при каждом таком взрыве обычно задействуются камеры в разных залежах, всё шахтное поле испытывает регулярные, довольно интенсивные, вибрационные воздействия. Ясно, что в таких условиях образование барьеров в трещинах, приводящих к заметному изменению потоков жидкости внутри массива, представляется весьма маловероятным. Поэтому в наблюдательных скважинах, расположенных над шахтой, вряд ли возможно зафиксировать изменения, связанные с воздействием сейсмозрывных волн, кроме записи собственно косейсмических колебаний уровня воды. Но для этого, как показали наши измерения, скважина должна оказаться на расстоянии в пределах ~ 300 м от источника, что также не всегда выполнимо. Таким образом, интенсивные сейсмические воздействия, которые при определенных условиях могут инициировать изменения режима подземных вод, в данном случае, выступают в роли, своего рода, «анти-триггера».

Заключение

Проведенные измерения показали, что датчиком уровня, установленном в наблюдательную скважину, возможно зарегистрировать отклик водонасыщенного коллектора на массовый взрыв в шахте, однако, для уверенной регистрации колебаний уровня воды скважина должна оказаться достаточно близко к источнику. В нашем случае датчик уровня оказался в ближней зоне взрыва – на расстоянии в пределах 300 м от взрывной камеры. Основная частота колебаний (15–20 Гц) совпала с той, что зарегистрировал сейсмометр, установленный на поверхности у устья скважины. Максимальная амплитуда колебаний уровня воды в скважине при прохождении сейсмозрывной волны составила около 12 мм.

Никаких остаточных изменений уровня воды в скважине (ступенек) отмечено не было, что связано, по-видимому, с тем, что массовые взрывы в шахте проводятся практически каждую неделю, и массив в пределах шахтного поля регулярно подвергается довольно интенсивным сейсмическим воздействиям. В таких условиях рассчитывать на то, что где-то внутри массива образуются пробки, которые затем, во время прохождения сейсмического импульса будут разрушены (а именно такой механизм предполагается при образовании остаточных изменений уровня), не приходится.

Авторы выражают благодарность Главному геологу АО «Комбинат КМАруда» С.Р. Золотухину и Главному гидротехнику С.А. Войнову за предоставленные материалы по скважине № 632 и помощь в организации измерений.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты №№ 18-05-00923, 19-05-00809, 19-05-00378.)

Литература

Беседина А.Н., Виноградов Е.А., Горбунова Э.М., Кабыченко Н.В., Свинцов И.С., Пигулевский П.И., Свистун В.К., Щербина С.В. Отклик флюидонасыщенных коллекторов на лунно-солнечные приливы. Часть 1. Фоновые параметры приливных компонент в смещении грунта и уровне подземных вод // Физика Земли. 2015. № 1. С. 73–82.

Двойнин В.В., Мерзлякин В.К., Извеков Э.П., Белых В.И. и др. Геологический отчет о детальной разведке железистых кварцитов Стретенского участка Коробковского месторождения по состоянию на 01.01.1985 года. (Губкинский район, Белгород-

ская область). В 3-х томах. Том 1. Книга 1. Геологическое строение, подсчет запасов. Белгород. 1985. – 277 с.

Копылова Г.Н. Изменения уровня воды в скважине Елизовская-1, Камчатка, вызванные сильными землетрясениями // Вулканология и сейсмология. 2001. № 2. С. 39–52.

Кочарян Г.Г., Виноградов Е.А., Горбунова Э.М., Марков В.К., Марков Д.В., Перник Л.М. Гидрогеологический отклик подземных коллекторов на сейсмические колебания // Физика Земли. 2011. № 12. С. 50–62.

Трубников Ю.А. Паспорт наблюдательной скважины № 632, «Белгородгеология», Белгород, 2002.

Allegre V., Brodsky E., Xue L., Nale S.M., Parker B.L. and Cherry J.A. (2016) Using earth-tide induced water pressure changes to measure in situ permeability: A comparison with long-term pumping tests // *Water Resour. Res.*, doi:10.1002/2015WR017346.

Besedina A., Vinogradov E., Gorbunova E. and Svintsov I. (2016) Chilean earthquakes: aquifer responses at the Russian platform // *Pure and Appl. Geophys.*, 173, 1029–1038. DOI 10.1007/s00024-016-1256-5.

Blanchard F.G. and Byerly P. (1935) A study of a well gauge as a seismograph // *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 25, 313–321.

Bower D.R. and Heaton K.C. (1978) Response of an aquifer near Ottawa to tidal forcing and the Alaskan earthquake of 1964 // *Canadian J. Earth Sci.*, 15, 331–340.

Bredehoeft J.D. (1967) Response of well aquifer systems to earth tides // *J. Geophys. Res.*, 72, pp.3075–3087.

Brodsky E.E., Roeloffs E., Woodcock D., Gall I. & Manga M. (2003) A mechanism for sustained groundwater pressure changes induced by distant earthquakes // *J. Geophys. Res.* 108, doi:10.1029/2002JB002321.

Burbey T.J., Hisz D., Murdoch L.C. & Zhang M. (2012) Quantifying fractured crystalline-rock properties using well tests, earth tides and barometric effects // *Journal of Hydrology*, 414–415.

Burbey T.J. & Zhang M. (2010) Assessing hydrofracturing success from Earth tide and barometric response // *Ground Water*, 48(6), 825–835.

Coble R.W. (1965) The effects of the Alaskan earthquake of March 27, 1964, on ground water in Iowa // *Proc. Iowa Ac. Sci.*, 72, 323–332.

Cooper H.H., Bredehoeft J.D., Papadopoulos I.S., and Bennett R.R. (1965) The response of well-aquifer systems to seismic waves // *J. Geophys. Res.*, 70, 3915–3926.

Cuillo P.A. & Bredehoeft J.D. (2011) Estimating aquifer properties from the water level response to Earth tides // *Ground Water*, 49(4), 600–610.

Hsieh P., Bredehoeft J. & Farr J. (1987) Determination of aquifer transmissivity from earthtide analysis // *Water Resour. Res.* 23, 1824–1832.

Hsieh P., Bredehoeft J., and Rojstaczer S. (1988) Response of well aquifer systems to earth tides: Problem revisited // *Water Resour. Res.*, 24, 468–472.

Kitagawa Y., Itaba S., Matsumoto N. and Koizumi N. (2011), Frequency characteristics of the response of water pressure in a closed well to volumetric strain in the high frequency domain // *J. Geophys. Res.*, 116, B08301, doi:10.1029/2010JB007794.

Liu L.-B., Roeloffs E. and Zheng X.-Y. (1989) Seismically induced water level fluctuations in the Wali Well, Beijing, China // *J. Geophys. Res.*, 94, 9453–9462, doi:10.1029/JB094iB07p09453.

Roeloffs E. (1998) Persistent water level changes in a well near Parkfield, California, due to local and distant earthquakes // *J. Geophys. Res.*, 103, 869–889.

Shalev E., Kurzon I., Doan M.-L. and Lyakhovsky V. (2016) Water-level oscillations caused by volumetric and deviatoric dynamic strains // *Geophys. J. Int.*, 204, 841–851.

Vinogradov E., Gorbunova E., Besedina A. and Kabychenko N. (2018) Earth tide analysis specifics in case of unstable aquifer regime // *Pure and Appl. Geophys.*, 175, 1783–1792.

ГЛАВА 2

ЭКСТРЕМАЛЬНЫЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ НА АТМОСФЕРУ

О ВЕРОЯТНОСТИ ЗАХВАТА ПЛАНЕТЕЗИМАЛЕЙ В ПРОТОЛУННЫЙ РОЙ В ПРОЦЕССЕ ФОРМИРОВАНИЯ СИСТЕМЫ ЗЕМЛЯ-ЛУНА

В.Н. Афанасьев, Г.В. Печерникова

ИДГ РАН

В данной статье исследуется исход столкновения двух тел в сфере влияния Земли на стадии её ранней эволюции. Определяется доля массы, захваченной в околоземный рой в результате парных столкновений. Вероятность захвата планетезималей является одним из ключевых параметров, влияющих на массу протолунного роя в рамках гипотезы формирования Луны из роя тел, пополняемого посредством парных столкновений планетезималей в сфере Хилла Земли.

Введение

Исследованием происхождения Луны занимались многие ученые на протяжении последних двух столетий, однако, до сих пор, ни одна из выдвинутых гипотез не стала общепризнанной в научном сообществе. В этой работе мы не выдвигаем новой гипотезы, но решаем задачу, которая необходима для разработки гипотезы формирования Луны из роя, обращающихся вокруг Земли, тел. Основным процессом, обеспечивающим в этой модели пополнение роя, является столкновение тел в сфере Хилла Земли. Такое суждение является естественным следствием планетной космогонии В.С. Сафронова [Сафронов, 1969] и не требует каких-то дополнительных, экстраординарных предположений как гипотеза мегаимпакта [Hartmann, Davis, 1975; Cameron, Ward, 1976] или гипотеза захвата [See, 1909]. В 60-х годах прошлого века Е.Л. Рускол, основываясь на идеях О.Ю. Шмидта [Шмидт, 1944; 1957], впервые построила модель формирования Луны в результате большого числа парных столкновений планетезималей [Рускол, 1960; 1975]. Позднее её модель была усовершенствована – было учтено, что пополнять рой могут также столкновения планетезималей и выбросов с Земли от соударений с ней крупных тел [Горькавый, 2007; Светцов и др., 2012; Печерникова, 2014; 2015].

Однако ни в одной из работ не было представлено достаточно убедительной оценки доли массы, которая захватывается в рой при столкновении двух тел. Оценки Е.Л. Рускол вероятности захвата были весьма приближенными, а в недавней работе Н.Н. Горькавого [Горькавый, 2007] предполагалось, что при столкновении тела объединяются. В нашем исследовании мы попытались, насколько это было возможно, сделать точную оценку вероятности захвата.

Исход столкновения зависит от довольно большого числа начальных параметров: скоростей и массы тел, угла между скоростями, ориентации скоростей относительно Земли, расстояния от точки столкновения до Земли, угла падения в момент столкновения, плотности тел, массы и радиуса Земли. Эти величины мы считаем заданными. Отметим, что в качестве начальных параметров мы задаём скорости (и все связанные с ними параметры) не в момент столкновения, а в момент, когда взаимной гравитационной энергией тел можно ещё пренебречь. Наша цель – найти долю массы тел в парном столкновении, которая будет захвачена в протолунный рой при наибольшем числе заданных параметров.

Критерий захвата

Для того чтобы осколок был захвачен в протолунный рой необходимо, чтобы:

1. Его скорость была меньше скорости убегания на данном расстоянии от Земли
2. Последующая орбита осколка была такова, что она не пересекается с поверхностью Земли. Иначе говоря, осколок не должен выпасть на Землю.
3. Столкновение произошло в сфере Хилла Земли.

В дальнейшем, сформулировав модель столкновения, и записав законы сохранения энергии и импульса, мы сможем придать этому критерию математический вид.

Модель столкновения

Рассмотрение столкновения с дроблением, как у нас, значительно сложнее простого упругого или неупругого столкновения. Существует целый ряд возможных исходов столкновений: объединение, аккреция, отскок, эрозия, полное разрушение. В те времена, когда Е.Л. Рускол разрабатывала теорию происхождения Луны, исследования столкновений с дроблением были ещё на начальном этапе развития. Сейчас же существует целый ряд работ [Movshovitz et al., 2016; Suetsugu et al., 2018; Sevecek et al., 2018; Leinhardt, Stewart, 2012], в которых подробно исследуются такие столкновения. Результаты одного из самых детальных исследований [Leinhardt, Stewart, 2012] мы и возьмём за основу нашей модели столкновения. Кроме того, мы примем некоторые упрощающие предположения, которые позволят аналитически получить сравнительно простые формулы для вероятности захвата.

В работе [Leinhardt, Stewart, 2012] проведены численные расчёты столкновений тел, достаточно массивных, чтобы сохранять сплошность только за счет самогравитации. Каждое тело – это груда частиц, связанных за счет гравитации всего ансамбля частиц, составляющих данное тело. Такой подход справедлив для тел диаметром больше нескольких сотен метров. Столкновения именно таких тел нас и интересуют. Мы пренебрегаем вкладом мелких тел в массу протолунного роя.

Авторы работы [Leinhardt, Stewart, 2012] исследовали исходы столкновений для разных отношений масс сталкивающихся тел, скоростей удара и углов падения.

В нашей модели ключевую роль играет наибольший осколок. Мы считаем, что эффективно после столкновения разлетаются два тела: наибольший осколок и тело с массой равной суммарной массе всех остальных осколков. С учётом этого приближения мы будем составлять законы сохранения энергии и импульса.

Помимо массы наибольшего осколка, которая определяется в статье [Leinhardt, Stewart, 2012] для нас также очень важно знание коэффициента восстановления. В случае фрагментации тел коэффициент восстановления определяется формулой:

$$\varepsilon = \sqrt{\frac{K_2}{K_1}}, \quad (1)$$

где K_1 – кинетическая энергия в системе центра масс за миг до столкновения, а K_2 – кинетическая энергия в системе центра масс на момент окончания диссипации, то есть сразу после столкновения. Так он, например, определялся в работе [Schrapler et al., 2012]. Для упругого столкновения коэффициент восстановления равен единице, а для неупругого лежит в пределах от нуля до единицы. Коэффициент восстановления показывает сколько кинетической энергии было потеряно в результате диссипации.

Нас интересуют столкновения именно крупных тел, поэтому лабораторные эксперименты в земных условиях не смогут в полной мере определить нужный нам коэффициент восстановления. Сейчас во многих исследованиях по столкновению космических тел коэффициент восстановления полагают равным 0.5. Это значение косвенно подтверждается в численных экспериментах по моделированию семейств астероидов [Michel et al., 2002; 2004; Durda et al., 2004], которые образовались в результате недавних (по астрономическим меркам) столкновений астероидов. В нашем исследовании мы будем считать коэффициент восстановления постоянным и равным 0.5

Запись законов сохранения

Для того чтобы найти скорости осколков, запишем законы сохранения энергии и импульса. Массы тел до столкновения: m_1 и m_2 , а после столкновения: M_{lr} — масса наибольшего осколка и $m = m_1 + m_2 - M_{lr}$ — масса всех остальных осколков, которые мы в нашей модели рассматриваем как единое тело. Скорости тел в системе центра масс: \bar{V}_1 и \bar{V}_2 — до столкновения, а \bar{U}_1 и \bar{U}_2 — после. Скорости определяем в тот момент, когда взаимным притяжением между телами можно пренебречь, но при этом земной потенциал можно считать тем же, что и в точке, где произошло столкновение. В момент столкновения часть энергии теряется. Кинетическую энергию обоих тел в системе центра масс в первый момент столкновения обозначим за K . Тогда, в соответствии с определением коэффициента восстановления (1), кинетическая энергия в момент окончания диссипации будет равна $\varepsilon^2 K$.

Теперь можно записать два уравнения для энергии. Во-первых, приравняем энергию до столкновения, «на бесконечности», к энергии в первый момент столкновения, когда диссипация только началась:

$$\frac{m_1 V_1^2}{2} + \frac{m_2 V_2^2}{2} = K - G \frac{m_1 m_2}{r_1 + r_2}, \quad (2)$$

где r_1 и r_2 — радиусы тел с массами m_1 и m_2 , форму которых в нашей модели мы будем считать шарообразной. Отметим, что в отличие от подхода [Leinhardt, Stewart, 2012] мы считаем кинетическую энергию в первый момент столкновения неизвестной.

Во-вторых, запишем аналогичное уравнение для энергии после столкновения. Здесь мы приравниваем энергию в момент окончания диссипации энергии «на бесконечности», когда тела уже разлетелись:

$$\varepsilon^2 K - G \frac{M_{lr} m}{r_1' + r_2'} = \frac{M_{lr} U_1^2}{2} + \frac{m U_2^2}{2}, \quad (3)$$

где r_1 и r_2 — радиусы шаров с массами M_{lr} и m соответственно. Разлетающиеся тела в рамках нашей модели также будем считать шарообразными.

Кроме того, запишем закон сохранения импульса:

$$m_1 \bar{V}_1 + m_2 \bar{V}_2 = M_{lr} \bar{U}_1 + m \bar{U}_2 = 0. \quad (4)$$

Отметим, что в записи уравнений мы пренебрегли кинетической энергией осколков массы m в системе отсчета центра масс этих осколков. Решение системы уравнений (2), (3) и (4) даётся следующими формулами:

$$U_1^2 = \varepsilon^2 \frac{m_1 m}{m_2 M_{lr}} V_1^2 - \delta K \frac{2m}{M_{lr}(m_1 + m_2)} \quad (5)$$

– для скорости наибольшего осколка в системе центра масс

$$U_2^2 = \varepsilon^2 \frac{m_2 M_{lr}}{m_1 m} V_2^2 - \delta K \frac{2M_{lr}}{m(m_1 + m_2)} \quad (6)$$

– для скорости центра масс всех остальных осколков в той же системе отсчёта, где δK :

$$\delta K = G \left(\frac{M_{lr} m}{r_1' + r_2'} - \varepsilon^2 \frac{m_1 m_2}{r_1 + r_2} \right) \quad (7)$$

Математическая формулировка критерия захвата

Однако для того чтобы понять будет захвачен осколок в рой или нет, необходима скорость в системе отсчёта Земли, а не центра масс. Очевидно, вектора полной скорости получаются прибавлением скорости центра масс \bar{V}_{cm} к вектору скорости относительно центра масс:

$$\bar{U}_{1f} = \bar{V}_{cm} + \bar{U}_1 \quad (8)$$

$$\bar{U}_{2f} = \bar{V}_{cm} + \bar{U}_2 \quad (9)$$

$$\bar{V}_{1f} = \bar{V}_{cm} + \bar{V}_1 \quad (10)$$

$$\bar{V}_{2f} = \bar{V}_{cm} + \bar{V}_2 \quad (11)$$

$$\bar{V}_{cm} = \frac{m_1 \bar{V}_{1f} + m_2 \bar{V}_{2f}}{m_1 + m_2} \quad (12)$$

Проблема в том, что мы не знаем как будут направлены вектора \bar{U}_1 и \bar{U}_2 относительно вектора скорости центра масс \bar{V}_{cm} . Если бы дробления не было, то это можно было бы легко спрогнозировать, но в случае активной фрагментации сложно предположить в каком направлении будут разлетаться осколки. Дабы избавиться от угла разлёта (угол между векторами \bar{U}_1 и \bar{V}_{cm}) усредним по углу падения θ критерий захвата. Это означает, что теперь мы будем искать вероятность захвата не в каждом индивидуальном случае, а среднюю по углу падения θ вероятность захвата.

Согласно первому условию захвата, скорость осколка относительно Земли должна быть меньше скорости убегания:

$$|\bar{U}_{1,2f}| < \sqrt{\frac{2GM_{\oplus}}{r}}. \quad (13)$$

Или, другими словами, энергия осколка в системе отсчёта Земли должна быть меньше нуля:

$$\frac{\bar{U}_{1,2f}^2}{2} - \frac{GM_{\oplus}}{r} < 0. \quad (14)$$

Усредним последнее по углу падения θ . При остальных заданных начальных параметрах ($m_1, m_2, \bar{V}_1, \bar{V}_2$) угол разлёта определяется углом падения и среднее по углу разлёта эквивалентно среднему по углу падения. Тогда среднее значение квадрата скорости наибольшего осколка и центра масс всех остальных:

$$\overline{U_{1f\theta}^2} \approx \bar{V}_{cm}^2 + \bar{U}_{1\theta}^2 \quad (15)$$

$$\overline{U_{2f\theta}^2} \approx \bar{V}_{cm}^2 + \bar{U}_{2\theta}^2, \quad (16)$$

где $\bar{U}_{1\theta}^2$ и $\bar{U}_{2\theta}^2$ — усреднённые по θ квадраты скоростей разлёта. Вспомним формулы (5) и (6) для \bar{U}_1^2 и \bar{U}_2^2 . В них входят масса наибольшего осколка M_{lr} и масса остальных осколков m , которые согласно диаграмме (рис. 1.) зависят от угла падения. Отсюда и зависимость скоростей разлёта от θ . Мы не будем напрямую усред-

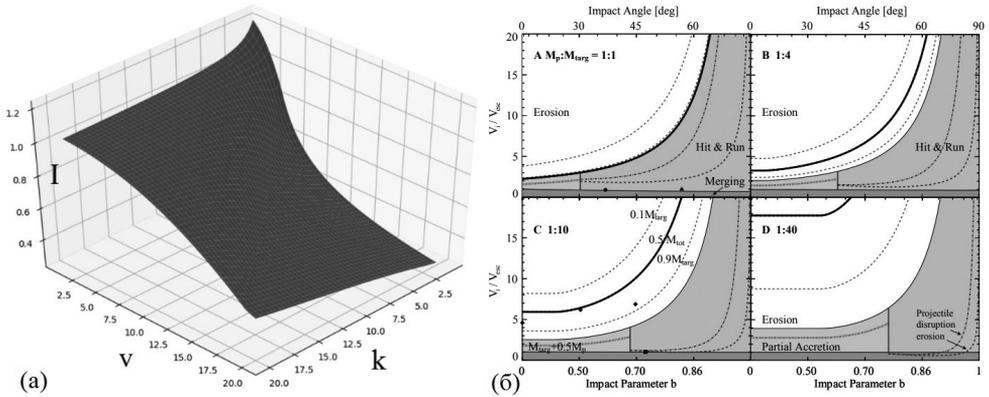


Рис. 1, а, б. Слева (а): I – усреднённая по углу падения масса наибольшего осколка, v – скорость удара, нормированная на взаимную скорость убегания, k – отношение масс сталкивающихся тел. Справа(б): – диаграммы исходов столкновений тел с дроблением. По вертикали – скорость удара, нормированная на взаимную скорость убегания. По горизонтали – ударный параметр b , равный синусу угла падения. Диаграммы приведены для четырёх отношений масс, это отношение подписано в левом верхнем углу каждой диаграммы. На всех четырёх диаграммах выделяется несколько режимов: объединение (Merging, $M_{lr} = m_1 + m_2$), эрозия (Erosion, $M_{lr} < m_2$ (m_2 – большее тело)), частичная аккреция (Partial Accretion, $M_{lr} > m_2$), отскок (Hit&Run, $M_{lr} \approx m_2$). Жирной чёрной кривой отмечены исходы, когда наибольший осколок составляет половину полной массы. Над жирной линией пунктиром отмечена граница для суперкатастрофического режима ($M_{lr} < 0.1m_2$). Приводится по [Leinhardt, Stewart, 2012]

нять квадраты скоростей. Мы оценим значения $\bar{U}_{1\theta}^2$ и $\bar{U}_{2\theta}^2$, подставив в выражения (5) и (6) усреднённые по θ массы осколков $M_{lr\theta}$ и $m_\theta = m_1 + m_2 - M_{lr\theta}$, которые мы в дальнейшем вычислим. Таким образом:

$$U_{1\theta}^2 \approx \varepsilon^2 \frac{m_1 m_\theta}{m_2 M_{lr\theta}} V_1^2 - \delta K_\theta \frac{2m_\theta}{M_{lr\theta}(m_1 + m_2)} \quad (17)$$

$$U_{2\theta}^2 \approx \varepsilon^2 \frac{m_2 M_{lr\theta}}{m_1 m_\theta} V_2^2 - \delta K_\theta \frac{2M_{lr\theta}}{m_\theta(m_1 + m_2)}, \quad (18)$$

где δK_θ :

$$\delta K_\theta \approx G \left(\frac{M_{lr\theta} m_\theta}{r_{1\theta}' + r_{2\theta}'} - \varepsilon^2 \frac{m_1 m_2}{r_1 + r_2} \right). \quad (19)$$

Здесь $r_{1\theta}'$ и $r_{2\theta}'$ это r_1' и r_2' с подставленными в них $M_{lr\theta}$ и m_θ соответственно. Нетрудно понять, что после всех нововведений условие захвата (14) будет выглядеть так:

$$V_{cm}^2 + U_{1,2\theta}^2 < \frac{2GM_\oplus}{r}, \quad (20)$$

где $U_{1,2\theta}^2$ определяется формулой (17) или (18).

Однако это неравенство ещё нельзя назвать критерием захвата в рой. Как уже было сказано выше, должно быть выполнено ещё два условия: столкновение должно произойти внутри сферы Хилла и осколок не должен выпасть на Землю. Но это будет критерий не для конкретного столкновения, а для ансамбля столкновений со всеми возможными углами падения. Если неравенство (20) и все остальные условия критерия захвата выполняются, то эффективно происходит захват осколка массой $M_{lr\theta}$ (для неравенства (20) с подстановкой (17)) или m_θ (для неравенства (20) с подстановкой (18))

Выведем теперь условие того, что осколок не столкнётся с Землёй. После столкновения, в случае выполнения условия (20) и попадания в сферу Хилла, осколки выходят на эллиптические орбиты. Для того, чтобы осколок остался в протолунном рое необходимо, чтобы эллиптическая орбита нигде не пересекалась с поверхностью Земли. Рассчитаем орбиту в критическом случае, когда эллипс едва касается земной поверхности. Запишем законы сохранения энергии и момента для осколка:

$$\frac{U_{1,2f}^2}{2} - \frac{GM_\oplus}{r} = \frac{v^2}{2} - \frac{GM_\oplus}{R_\oplus} \quad (21)$$

$$r \sin \phi_{cr} U_{1,2f} = R_\oplus v. \quad (22)$$

Здесь R_\oplus и M_\oplus — радиус и масса растущей Земли, а ϕ_{cr} — угол между направлением начальной скорости осколка $\bar{U}_{1,2f}$ и направлением на центр Земли. В уравнениях учтено, что осколок касается земной поверхности в одной из точек своей траектории. В результате решения системы уравнений (21) и (22) получим следующее значение синуса критического угла:

$$\sin \phi_{cr} = \frac{R_{\oplus}}{r} \sqrt{1 + \frac{2GM_{\oplus}}{U_{1,2f}^2} \left(\frac{1}{R_{\oplus}} - \frac{1}{r} \right)}. \quad (23)$$

Если синус угла ϕ между направлением начальной скорости осколка $\bar{U}_{1,2f}$ и направлением на центр Земли больше критического значения (23), то осколок, очевидно, будет захвачен в протолунный рой и на Землю не упадёт:

$$\sin \phi > \sin \phi_{cr} \quad (24)$$

Это условие необходимо ещё усреднить по углу разлёта, что равносильно усреднению по углу падения. Среднее значение правой части, синуса критического угла, можно оценить, подставив в формулу (23) вместо квадрата скорости оценку усреднённого квадрата, которая даётся формулами (15), (17) или (16), (18). Значение левой части неравенства определяется направлением полной скорости осколка, поэтому усредним вектор направления скорости по углам падения:

$$\frac{\bar{U}_{1f\theta}}{|\bar{U}_{1f\theta}|} = \frac{\bar{V}_{cm}}{|\bar{V}_{cm}|} \quad (25)$$

$$\frac{\bar{U}_{2f\theta}}{|\bar{U}_{2f\theta}|} = \frac{\bar{V}_{cm}}{|\bar{V}_{cm}|} \quad (26)$$

Синус усреднённого угла определяется отношением модулей трансверсальной компоненты и полного вектора скорости центра масс:

$$\sin \phi_{\theta} = \frac{|\bar{V}_{cm,\tau}|}{|\bar{V}_{cm}|} \quad (27)$$

$$\bar{V}_{cm} = \bar{V}_{cm,\tau} + \bar{V}_{cm,r} \quad (28)$$

Само же усреднённое по θ неравенство выглядит так:

$$\frac{|\bar{V}_{cm,\tau}|}{|\bar{V}_{cm}|} > \frac{R_{\oplus}}{r} \sqrt{1 + \frac{2GM_{\oplus}}{V_{cm}^2 + U_{1,2}^2} \left(\frac{1}{R_{\oplus}} - \frac{1}{r} \right)}. \quad (29)$$

Это неравенство вкупе с неравенством (20) и условием попадания в сферу Хилла даёт критерий захвата в протолунный рой. В случае выполнения этих неравенств можно сказать, что среднестатистически в ансамбле осколков с разными углами падения в рой будет захвачена масса $M_{lr\theta}$ (или m_{θ}).

В неравенстве (29) содержится зависимость от одной переменной, которой не было в первом условии (20). Это угол ϕ . В случае неравенства (20) направление конечных скоростей было не принципиально, но здесь оно играет ключевую роль. Эта переменная не исчезает и после усреднения по θ . В усреднённом виде угол ϕ зависит от направления скорости центра масс относительно Земли, которое является ещё одним начальным параметром, по которому мы можем интегрировать. Распределение скоростей центра масс изотропно, поэтому достаточно просто

посчитать долю поверхности сферы в пространстве скоростей центра масс, которая удовлетворяет неравенству (29). В результате получим вероятность того, что осколок, уже захваченный в сферу Хилла Земли, будет захвачен в протолунный рой.

$$p_{1,2} = \cos \phi_{cr1,2\theta} = \sqrt{1 - \frac{R_{\oplus}^2}{r^2} \left(1 + \frac{2GM_{\oplus}}{V_{cm}^2 + U_{1,2}^2} \left(\frac{1}{R_{\oplus}} - \frac{1}{r}\right)\right)} \quad (30)$$

Эта вероятность близка к нулю, если столкновение произошло у поверхности Земли. Куда бы осколок не полетел, рано или поздно он столкнётся с земной поверхностью. При увеличении расстояния вероятность растёт и стремится к единице на бесконечности, что логично. Если столкновение произошло далеко от Земли, то столкновение с Землёй видится маловероятным. Здесь нужно сделать небольшую правку: расстояние не должно быть больше радиуса сферы Хилла (31), иначе осколок не сможет стать спутником Земли и, соответственно, пополнить рой.

Скажем теперь пару слов о последнем условии. Как уже было сказано выше, столкновение должно произойти внутри сферы Хилла, области вокруг Земли, где возможно существование стационарного спутника. Существование сферы Хилла связано с тем, что на некотором расстоянии от Земли возмущения со стороны Солнца заставляют тело перейти на орбиту вокруг Солнца. Радиус сферы Хилла оценивается по формуле:

$$R_H = a_3 \sqrt{\frac{M_{\oplus}}{3M_{\odot}}} \quad (31)$$

Здесь a — расстояние от Земли до Солнца, M_{\oplus} — масса Земли, а M_{\odot} — масса Солнца. Отметим, что масса Земли на ранних стадиях эволюции менялась и радиус Хилла постепенно увеличивался. Сейчас граница сферы Хилла находится в полутора миллионах километров от Земли.

Расчёт средней массы

В условия (20) и (29) входит $U_{1,2}^2$, которое в свою очередь зависит от средней массы наибольшего осколка $M_{lr\theta}$ и средней массы оставшихся осколков $m_{\theta} = m_1 + m_2 - M_{lr\theta}$. Расчёт средней массы — один из самых трудоёмких в этом исследовании, но упомянем лишь ключевые моменты вычислений. В работе [Leinhardt, Stewart, 2012] проведено детальное исследование возможных исходов столкновений с дроблением и выведено несколько закономерностей для расчёта массы наибольшего осколка. Для режимов аккреции и некатастрофической эрозии выполняется так называемый «универсальный закон»:

$$\frac{M_{lr}}{m_2} = -\frac{Q}{2Q^*} \left(1 + \frac{m_1}{m_2}\right) + 1 + \frac{m_1}{m_2} \quad (32)$$

Здесь Q — удельная кинетическая энергия в системе центра масс:

$$Q = \frac{m_1 m_2 V_{imp}^2}{2(m_1 + m_2)^2}. \quad (33)$$

А Q^* — это удельная кинетическая энергия при которой происходит раздробление половины суммарной массы, то есть при $Q = Q^*$ масса наибольшего осколка $M_{lr} = 0.5(m_1 + m_2)$.

$$Q^* = \frac{3c^*}{10} \left(\frac{\rho_1}{\rho}\right)^{\frac{1}{3}} V_{esc}^2 \left(\frac{(1+k)^2}{4k}\right)^{\frac{2-3\bar{\mu}}{3\bar{\mu}}} \left(\frac{\alpha(k, \theta) + k}{\alpha(k, \theta)(k+1)}\right)^{2-\frac{3\bar{\mu}}{2}} \quad (34)$$

Здесь k — это отношение m_2 к m_1 , массы большего тела к меньшему, $k > 1$. Также критическая удельная энергия зависит от угла падения θ и параметров, таких как: ρ — плотность тел, ρ_1 — плотность равная плотности воды, V_{esc} — параметр порядка взаимной скорости убегания тел, $\bar{\mu}$ и c^* — также некоторые параметры. Параметр $\alpha(k, \theta)$ заслуживает особого внимания поскольку именно в нём содержится зависимость от угла θ , по которому необходимо будет усреднить массу наибольшего осколка.

$$\alpha(k, \theta) = \frac{1}{4} (3 - (1+k^{\frac{1}{3}})(1 - \sin \theta))(1+k^{\frac{1}{3}})^2 (1 - \sin \theta)^2 p \quad (35)$$

Стюарт и Лейнхардт в [Leinhardt, Stewart, 2012] также выделили несколько режимов, для которых не выполняется универсальный закон. Это отскок, когда масса наибольшего осколка примерно равна массе большего тела до столкновения, суперкатастрофический режим при $Q / Q^* > 1.8$, при котором масса наибольшего осколка мала и следует закону, отличному от универсального, и объединение. Все возможные исходы ложатся на диаграмму (см. рис. 1, б). Небольшое отличие нашего разграничения исходов в том, что в суперкатастрофическом режиме мы считаем массу наибольшего осколка пренебрежимо малой и в расчётах принимаем её значение равным нулю. Границу между суперкатастрофическим режимом и эрозией мы для достижения непрерывности проводим чуть выше — при $Q / Q^* = 2$. Зная функцию распределения столкновений по углам падения [Shoemaker, 1962], можно найти среднюю массу наибольшего осколка:

$$M_{lr\theta} = \int_0^{\pi/2} M_{lr}(k, \theta) \sin(2\theta) d\theta \quad (36)$$

После подстановки сюда (32)–(35), а также граничных условий для разных режимов, получаются довольно сложные функции, не интегрируемые аналитически. Поэтому интеграл можно посчитать только численно. В результате получается следующая зависимость (рис. 1, а). После подстановки усреднённой массы в (17)–(19) мы получим критерий захвата в окончательном виде. Кроме того, мы теперь знаем какая именно масса среднестатистически по θ оказывается захваченной в рой.

Вероятность захвата

Теперь, имея при себе математически сформулированный критерий захвата, мы можем рассчитать какая доля массы будет захвачена в рой или, другими словами, определить вероятность захвата. Для случая усреднения только по углу падения, доля захваченной массы (или вероятность захвата):

$$\begin{aligned} \frac{M_{cap,\theta}}{m_1 + m_2} = & \left(\frac{M_{lr\theta}}{m_1 + m_2} \Theta \left(\frac{2GM_{\oplus}}{r} - V_{cm}^2 - U_{1\theta}^2 \right) \Theta(\sin \phi_{\theta} - \sin \phi_{cr1\theta}) + \dots \right. \\ & \left. \dots + \left(1 - \frac{M_{lr\theta}}{m_1 + m_2} \right) \Theta \left(\frac{2GM_{\oplus}}{r} - V_{cm}^2 - U_{2\theta}^2 \right) \Theta(\sin \phi_{\theta} - \sin \phi_{cr2\theta}) \right) \Theta(R_H - r) \end{aligned} \quad (37)$$

Эта формула определяет среднестатистическую по углу падения θ долю захваченной массы при заданных массах m_1 и m_2 , модулях начальных скоростей в системе отсчёта Земли V_{1f} и V_{2f} , известном угле между направлениями скоростей α , угле ϕ_{θ} между направлением скорости центра масс и направлением на Землю, задающем ориентацию скоростей относительно Земли. Также заданы: расстояние r от точки столкновения до центра Земли, плотность тел ρ , массы Земли и Солнца:

M_{\oplus} и M_{\odot} соответственно.

Формула учитывает все три условия захвата в рой посредством Θ – функции, равной 1 при аргументе больше нуля и равной нулю при остальных. Скорость центра масс V_{cm} определяется формулой (12). Усреднённые по θ квадраты скоростей

осколков $U_{1\theta}^2$ и $U_{2\theta}^2$ находятся по формулам (17) и (18). $\sin \phi_{cr1\theta}$ и $\sin \phi_{cr2\theta}$ можно определить по формуле (23). В последнем множителе присутствует R_H – радиус сферы Хилла Земли, который ищется по формуле (31). Усреднённая по θ масса наибольшего осколка находится исходя из численных данных.

Можно привести и другую формулу, с усреднением не только по углу падения, но и по ориентации скоростей относительно Земли, то есть по углу ϕ_{θ} . Выглядеть она будет так:

$$\begin{aligned} \frac{M_{cap,\theta\phi_{\theta}}}{m_1 + m_2} = & \left(\frac{M_{lr\theta}}{m_1 + m_2} \Theta \left(\frac{2GM_{\oplus}}{r} - V_{cm}^2 - U_{1\theta}^2 \right) \cos \phi_{cr1\theta} + \dots \right. \\ & \left. \dots + \left(1 - \frac{M_{lr\theta}}{m_1 + m_2} \right) \Theta \left(\frac{2GM_{\oplus}}{r} - V_{cm}^2 - U_{2\theta}^2 \right) \cos \phi_{cr2\theta} \right) \Theta(R_H - r) \end{aligned} \quad (38)$$

Формула практически та же, с той правкой, что здесь фигурирует вероятность захвата в рой (см. формулу (30)) $p_{1,2} = \cos \phi_{cr1,2\theta}$ вместо Θ –функции. Эта формула определяет долю захваченной в рой массы, усреднённой по углу падения и ориентации скоростей относительно Земли.

Заключение

Итак, мы получили долю захваченной в рой массы при столкновении двух тел с заданными параметрами столкновения. Как уже было сказано выше, это доля массы не в каком-то конкретном столкновении, а усреднённая по углу падения и ориентации скоростей относительно Земли. Несмотря на некоторые приближения, был достигнут значительный прогресс по сравнению с оценкой Е.Л. Рускол. У Е.Л. Рускол доля захваченной массы не зависела ни от масс, ни от скоростей сталкивающихся тел. Единственным изменяющимся параметром было расстояние от Земли до точки столкновения. Кроме того, существенным ограничением подхода Е.Л. Рускол было то, что сталкивающиеся тела не могли отличаться по массе более

чем в два раза. Это накладывало ограничение на всю модель формирования протолунного роя, что могло значительно повлиять на конечную массу образующейся Луны. В нашей же модели преодолены все вышеперечисленные недостатки расчётов Е.Л. Рускол: учтена зависимость вероятности захвата от масс и скоростей сталкивающихся тел, сняты ограничения по отношению масс, рассмотрены все возможные качественно различные исходы столкновений. Впервые детально изучена вероятность выпадения осколков на Землю. В работе Н.Н. Горькавого такая возможность тоже учитывалась, но лишь для определённого класса орбит. В отличие от оценки Е.Л. Рускол, у нас доля захваченного в рой вещества обращается в ноль у поверхности Земли и, что важно, именно из-за учёта доли осколков, выпадающих на Землю. Согласно же расчётам Е.Л. Рускол у Земли доля захваченного в протолунный рой вещества у поверхности Земли должна быть максимальной и равной приблизительно 0.5. В этом также существенное отличие нашей оценки.

Исследование вероятности захвата пока ещё нельзя считать завершённым. В дальнейшем мы собираемся оценить долю захваченного вещества для разных типов столкновений: столкновений планетезималей из зоны питания с телами протолунного роя, с планетезималами из зоны питания, с осколками, выброшенными с Земли. Здесь будет необходимо рассмотреть множество вариантов, каждый из которых вносит свой вклад в формирование протолунного роя. Также для дальнейшей разработки модели формирования Луны необходимо посчитать долю захваченного в рой железа, поскольку Луна обеднена железом по сравнению с Землей и содержание железа является одним из самых основных критериев правдоподобия гипотез происхождения Луны.

Определение вероятности захвата является одной из ключевых проблем, решение которой существенно повлияет на корректность оценки массы и состава протолунного роя, что, возможно, позволит объяснить происхождение нашего спутника.

Литература

Горькавый Н.Н. Образование Луны и двойных астероидов // Изв. Крымской Астрофиз. Обс. 2007. 103, № 2. С. 143–155.

Печерникова Г.В. О зоне питания растущей планеты и проблеме образования Луны // Сборник научных трудов ИДГ РАН, вып. 6. М.: ГЕОС, 2014. С. 154–162.

Печерникова Г.В. Масса вещества, выброшенного при макроударах с растущей планеты, и проблема образования Луны // Сборник научных трудов ИДГ РАН, вып. 7. М.: ГЕОС, 2015.

Рускол Е.Л. О происхождении Луны. I. Образование околоземного роя тел // Астрономический журнал. 1960. Т. 37. С. 690–702.

Рускол Е.Л. Происхождение Луны. М.: Наука, 1975. – 188 с.

Сафронов В.С. Эволюция допланетного облака и образование Земли и планет. М.: Наука, 1969. – 244 с.

Светцов В.В., Печерникова Г.В., Витязев А.В. В развитие статистической модели образования Луны // Сборник научных трудов ИДГ РАН, Выпуск 3. М.: ГЕОС, 2012. С. 23–30.

Шмидт О.Ю. Метеоритная теория происхождения Земли и планет // Докл. АН СССР, 1944, 45, 245

Шмидт О.Ю. Четыре лекции о теории происхождения Земли. М.: Изд-во АН СССР, Изд. 3-е. 1957.

Cameron A.G.W., Ward W.R. The origin of the Moon // Lunar and Planetary Science Conference VII. 1976. P. 120–122.

Durda D.D., Bottke W.F., Enke B.L., Merline W.F., Asphaug E., Richardson D.C., Leinhardt Z.M. The formation of asteroid satellites in large impacts: Results from numerical simulations // *Icarus*, 2004, V. 167, P. 382–396.

Hartmann W.K., Davis D.R. Satellite-sized planetesimals and lunar origin // *Icarus* 24, 1975. 504–515.

Leinhardt Z.M., Stewart S.T. Collisions between gravity-dominated bodies. I. Outcome regimes and scaling laws // *The Astrophysical Journal*, 2012, V. 745.

Michel P., Benz W., Tanga P., Richardson D.C. Formation of asteroid families by catastrophic disruption: Simulations with fragmentation and gravitational reaccumulation // *Icarus*, 2002, V. 160. P. 10–23.

Michel P., Benz W., Richardson D.C. Catastrophic disruption of pre-shattered parent bodies // *Icarus*, 2004, V. 168. P. 420–432.

Movshovitz N., Nimmo F., Korycansky D.G., Asphaug E., Owen J.M. Impact disruption of gravity-dominated bodies: New simulation data and scaling // *Icarus* 2016, V. 275. P. 85–96.

Schrapler R., Blum J., Seizinger A., Kley W. The physics of protoplanetary dust agglomerates. VII. The low-velocity collision behavior of large dust agglomerates // *The Astrophysical Journal*, 2012, V. 758.

See, T.J.J. Origin of the lunar terrestrial system by capture, with further considerations on the theory of satellites and on the physical cause which has determined the directions of the rotations of the planets about their axes // *Astronomische Nachrichten*, 1909, vol. 181, Issue 23, p.365

Sevecek P., Broz M., Nesvorny D., Enke B., Durda D., Walsh K., Richardson D.C. SPH/N-Body simulations of small (D = 10km) asteroidal breakups and improved parametric relations for Monte-Carlo collisional models // *Icarus* 2017, V. 296. P. 239–256.

Shoemaker E.M. Interpenetration of lunar craters. In Z. Kopal (Ed.) // *Physics and Astronomy of the Moon*, Academic Press, New York and London, 1962, P. 283–359.

Suetsugu R., Tanaka H., Kobayashi H., Genda H. Collisional disruption of planetesimals in the gravity regime with iSALE code: Comparison with SPH code for purely hydrodynamic bodies // *Icarus*, 2018, V. 314. P. 121–132.

КРАТКИЙ ОБЗОР ГИПОТЕЗЫ ФОРМИРОВАНИЯ ПРОТОЛУННОГО РОЯ В ПРОЦЕССЕ КО-АККРЕЦИИ С УЧЕТОМ УДАРНЫХ ВЫБРОСОВ ВЕЩЕСТВА ЗЕМЛИ

Г.В. Печерникова, В.Н. Сергеев

ИДГ РАН

Рассмотрены основные процессы формирования и эволюции околопланетного роя твердых тел и частиц в рамках ко-аккреционной статистической модели формирования системы Земля–Луна. Оценена скорость движения вещества роя в радиальном направлении (скорость сжатия роя) в результате поступления в рой вещества из зоны питания планеты. Обсуждается подпитка долунного роя веществом Земли, выброшенным при ударах крупных планетезималей, в процессе ее роста.

Введение

Как справедливо отмечено Н.Н. Горькавым: «Проблема возникновения Луны висит над головой мыслителей с незапамятных времен» [Горькавый, 2007]. Идея об образовании спутников в околопланетных роях твердых тел и частиц, захваченных гравитационным полем планеты при взаимных столкновениях, была высказана в качественной форме О.Ю. Шмидтом [Шмидт, 1957]. Количественной разработке она была подвергнута в применении к Луне [Рускол, 1960; 1963; 1975; Harris, Kaula, 1975], затем обобщена на спутники других планет. Краткий обзор основных направлений исследований (модели ко-аккреции Земли и Луны, модели мегаимпакта, образование системы Луна-Земля из общего газопылевого сгущения и др.) можно посмотреть в работах [Печерникова, 2013; 2015]. Следует отметить работу [Кусков и др., 2018], в которой приведены аргументы, полностью отвергающие возможность формирования Луны из вещества примитивной мантии, т.е. модель мегаимпакта.

Эволюционная модель доспутникового околопланетного роя рассмотрена в работе [Печерникова и др., 1984], где показано, что в модели роста доспутникового роя за счет аккреции вещества из зоны питания планеты невозможно объяснить происхождение массивной Луны. Такая модель применима для объяснения происхождения спутниковых систем с суммарной массой $\sim 10^{-4}$ – 10^{-5} от массы планеты m_p , подобных системам вокруг планет-гигантов. В той же работе было отмечено, что выброс вещества растущей планеты в рой при ударах планетезималей о планету может существенно увеличить массу околопланетного роя. В представленной работе исследуется формирование околоземного долунного роя с учетом ударных выбросов вещества с Земли в так называемой ко-аккреционной статистической модели – образование околопланетных доспутниковых роев рассматривается как процесс, сопровождающий рост планет [Печерникова, 2015; Pechernikova, 2016].

Об образовании Солнечной системы

Звезды образуются в результате гравитационной (Джинсовской) неустойчивости в холодных плотных молекулярных облаках. Рассмотрим выделенный

сферический объем в однородной среде. Сила гравитации, стремящаяся сжать объем, $F_g \sim M/R^2 \sim R$ зависит только от массы газа, заключенной внутри объема $M = (4\pi/3)\rho_0 R^3$. А противостоит гравитационному сжатию сила, вызванная градиентом давления, $F_p \sim P/R \sim 1/R$. Очевидно, начиная с некоторого радиуса R равновесие невозможно, и объем начнет сжиматься. Джинс [Jeans, 1902] впервые показал, что изначально однородная гравитирующая среда с плотностью ρ_0 неустойчива по отношению к малым синусоидальным возмущениям плотности с характерным масштабом, превышающим $\lambda_J = c_s(\pi/G\rho_0)^{1/2}$, где $c_s = (RT/\mu)^{1/2}$ – изотермическая скорость звука. По мере сжатия плотность возрастает, Джинсовская длина волны уменьшается и появляется возможность фрагментации среды на мелкомасштабные образования. Поскольку с ростом плотности критическая масса уменьшается, облако распадается на меньшие фрагменты. При этом часть вращательного момента всего облака переходит в орбитальный момент фрагментов. Последние могут некоторое время сжиматься дальше. Так будет продолжаться до тех пор, пока образуются конечные продукты фрагментации в зависимости от массы и момента системы – кратная система звезд, звезда плюс планеты или одиночная звезда, причем у всех объектов вектор основной составляющей осевого вращения (без учета случайной компоненты) и вектор орбитального обращения будут направлены в одну сторону, совпадающую с направлением вращения первичного облака (фрагмента). Это мы называем прямым направлением. В процессе эволюции протосолнечной туманности образуется Солнечная система – Солнце плюс планеты и менее массивные космические тела, обращающиеся вокруг Солнца в направлении, близком к направлению осевого вращения Солнца. Основные характеристики Солнечной системы – планеты движутся по прямым орбитам вокруг Солнца в направлении, близком к направлению осевого вращения Солнца, так же как направление орбитального движения регулярных спутников планет близко к направлению осевого вращения планет и их движения по орбитам.

Формирование околопланетного роя

В ходе формирования планет вокруг них возникали рои из твердых тел и частиц. В этих роях происходило образование спутников планет. К исследованию динамики таких роев можно подходить с тех же позиций, что и при исследовании допланетных околозвездных дисков.

Масса вещества и ее распределение в рое может меняться вследствие:

1. Притока вещества из зоны питания планеты;
2. Выметания частиц простреливающими рой крупными телами зоны;
3. Дрейфа вещества к планете из-за уменьшения размеров орбит частиц с увеличением массы планеты («инвариант Джинса»);
4. Дрейфа к планете из-за того, что момент количества движения захватываемого вещества меньше момента на круговой орбите на расстоянии захвата;
5. Выпадения вещества на планету;
6. Потери «быстрых» частиц со скоростями, превышающими скорость ускользания;
7. «Распухания» роя при росте относительных скоростей частиц;
8. Выброса вещества планеты в рой при ударах планетезималей о планету;
9. Захвата осколков крупных тел, разрушенных при пролете внутри предела Роша;
10. Дрейфа малых частиц в газе в случае его присутствия;

11. Дрейфа крупных тел вследствие приливного взаимодействия с планетой и т.д.

Эволюция околоземного долунного роя

В приближении плоского роя (модель относительно тонкого диска, вращающегося с кеплеровской скоростью вокруг его оси симметрии z , проходящей через планету), поверхностная плотность вещества диска $\sigma_2(R_2, t)$ связана с радиальной скоростью в нем уравнением непрерывности

$$\frac{\partial \sigma_2}{\partial t} + \frac{1}{R_2} \frac{\partial}{\partial R_2} \left(\sigma_2 R_2 \sum_i v_{R_i} \right) = \sum_j I_j(\sigma_1, \sigma_2, R_2, t), \quad (1)$$

где индексы 1 и 2 относятся к величинам, связанным с зоной питания планеты и околопланетным роём соответственно. Через R_2 обозначено расстояние в роё от оси симметрии z , v_{R_i} – радиальная скорость перемещения вещества, вызываемого i -м фактором, и I_j – поток вещества, присоединяющегося к рою (на единичную площадку, перпендикулярную оси z), создаваемый фактором j . Второе слагаемое описывает процессы, доминирующие в перераспределении вещества в роё, т.е. радиальную диффузию и радиальный дрейф из-за дефицита углового момента захваченного вещества и роста самой планеты, в результате чего вещество из внутренней области роя выпадает на планету.

Из условия сохранения момента частицы, обращающейся на среднем расстоянии R_2 от планеты с массой $m_p(t)$, $R_2 m_p(t) = \text{const}$ при увеличении массы планеты имеем

$$m_p(t) \frac{dR_2}{dt} + R_2 \frac{dm_p}{dt} = 0. \quad (2)$$

Тогда скорость дрейфа вещества к планете из-за уменьшения размеров орбит частиц с увеличением массы планеты («инвариант Джинса»)

$$v_{R_i} = \left(\frac{dR_2}{dt} \right)_1 = -3 \frac{R_2}{r_p} \frac{dr_p}{dt}, \quad (3)$$

где r_p – текущий радиус планеты.

Прирост момента количества движения относительно планеты в единице объема роя с массой ρ_2 вследствие захвата вещества $\Delta \rho_2$ на расстоянии R_2 с учетом осреднения по элементам орбит и массам падающих тел, следуя работе [Витязев, 1981], для планет земной группы можно записать в виде

$$\Delta K_1 = \bar{\beta} \bar{R}_2 \bar{v}_1 \Delta \rho_2, \quad (4)$$

где $\bar{\beta} = \frac{8}{\pi} \sqrt{3R_2 (1 + 4v_e^2 / e^2 V_c^2)^{1/2}} / eR_1$ – доля орбит, близких к касательным,

$$\bar{v}_1 \cong eV_c / 2 \approx v_1 / \sqrt{3} \quad \bar{R}_2 = \frac{8}{49} R_2 \sqrt{1 + 4v_e^2 / e^2 V_c^2},$$

$$v_1 = \sqrt{Gm_p / \theta r_p}, \quad (5)$$

v_e – скорость ускользания на расстоянии R_2 от планеты, e – средний эксцентриситет орбит основной массы тел в зоне питания планеты, v_1 – их средняя относительная скорость (относительно V_c – кеплеровской круговой на расстоянии R_1), θ – безразмерный параметр ($\theta \approx 2$, параметр Сафронова), R_1 – расстояние планеты от Солнца. Подставляя выражение (4) в (3), получаем

$$\Delta K_1 = a_1 R_2^{3/2} \Delta \rho_2 = k_J \Delta \rho_2, \quad (6)$$

где k_J – удельный момент поступающего в рой вещества.

Удельный момент количества движения в рое на расстоянии R_2 есть

$$k = \sqrt{Gm_p R_2} = a_2 R_2^{1/2}. \quad (7)$$

Из условия сохранения момента с учетом (6), (7), после некоторых преобразований и предельного перехода находим скорость движения вещества роя в результате поступления в рой вещества из зоны питания планеты

$$v_{R_2} = \left(\frac{dR_2}{dt} \right)_2 = -2 \frac{R_2}{\sigma_2} \left[1 - \mathcal{G} \left(1 + 6\theta \frac{r_p}{R_2} \right)^{3/4} \frac{R_2}{r_p} \right] I_2(R_2, t), \quad (8)$$

где $v_{R_2} = \left(\frac{dR_2}{dt} \right)_2 = -2 \frac{R_2}{\sigma_2} \left[1 - \mathcal{G} \left(1 + 6\theta \frac{r_p}{R_2} \right)^{3/4} \frac{R_2}{r_p} \right] I_2(R_2, t)$, – поток вещества из

зоны планеты, застревающего в рое.

Решение уравнения (1) с учетом (3, 5, 8) показало, что в результате притока вещества из зоны питания планеты масса околоземного роя, обращающегося вокруг Земли по прямым орбитам, оказывается на 2–3 порядка меньше массы Луны.

Подпитка околоземного роя веществом ударных выбросов с Земли

Как отмечено в работе [Печерникова и др., 1984], выброс вещества растущей планеты в рой при ударах планетезималей о планету может существенно увеличить массу околопланетного роя. В работе Н.Н. Горькавого [Горькавый, 2007] рассмотрено взаимодействие частиц ударного выброса с Земли (эжекты) с частицами околоземного роя по определению прямого направления. Автором показано, что при столкновении частиц эжекты, движущихся по прямым орбитам, с частицами околоземного роя, они присоединяются к рою, тогда как при их движении по обратным орбитам в результате таких столкновений они выпадают на Землю, «унося с собой частицу диска, если её масса меньше или сравнима с частицей эжекты». Н.Н. Горькавый: «Столкновения земной эжекты с частицами прямого протоспутникового диска стабилизируют обломки на спутниковых орбитах. Мы показали высокую эффективность мульти-импактного механизма: земная эжекта, обладающая прямыми орбитами, легко присоединяется к прямому протоспутниковому диску, а обратная эжекта возвращается на Землю.»

Как отмечено выше, в результате гравитационного взаимодействия тела в допланетном диске приобретают относительные скорости (относительно

кеплеровской круговой V_c) $v_1 = \sqrt{Gm_p / \theta r_p}$.

Поскольку допланетные тела движутся не по круговым орбитам в одной плоскости, а по эллиптическим орбитам с ненулевыми наклонами, их столкновения с Землей происходят под разными углами и при разных ударных параметрах

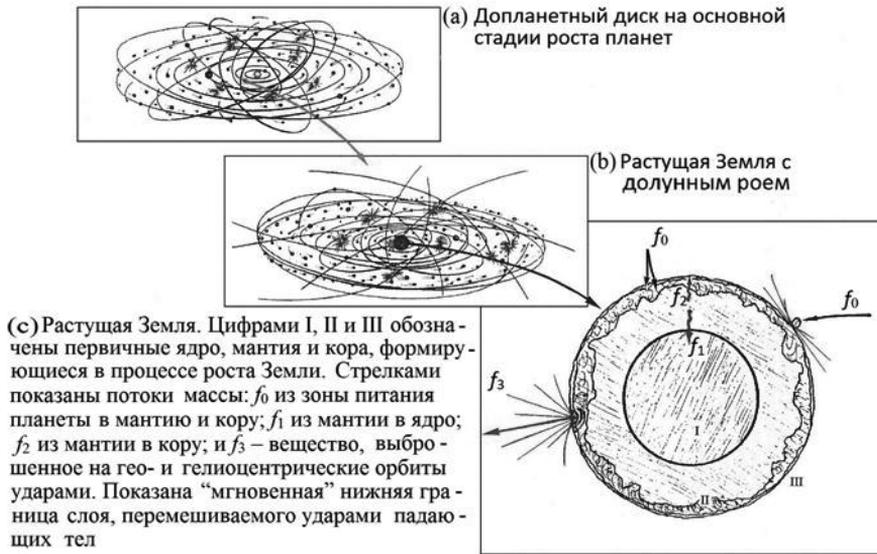


Рис. 1. Схема столкновений твердых тел в допланетном и долунном дисках и с растущей Землей

(рис. 1). Соответственно, судьба выброшенных при ударе частиц различна – они или сталкиваются с частицами роя, или, в зависимости от скорости, попадают на гелиоцентрические орбиты или на баллистические траектории и выпадают на Землю (рис. 3). Более того, даже если тела-ударники движутся «параллельным курсом», результат столкновения может меняться от лобового удара до почти касательного (рис. 2).

Даже если, как полагает Н.Н. Горькавый, прямая и обратная эжекты равновоятны, долунный роё будет пополняться веществом растущей Земли в результате ударных выбросов при неупругих столкновениях частиц роя и земных частиц в случае соответственно направленных скоростей.

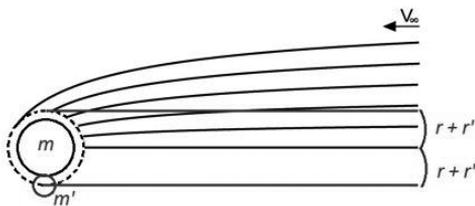


Рис. 2. Сечение столкновения гравитирующих тел m и m'

$$\pi(r+r')^2(1+v_e^2/v^2) = \pi(r+r')^2 \times [1 + 2G(m+m')/(r+r')V^2].$$

И наблюдения, и моделирование ударных выбросов (см. рис. 3) показывают, что направление ударного выброса (эжекты) совпадает с направлением движения тела-ударника.

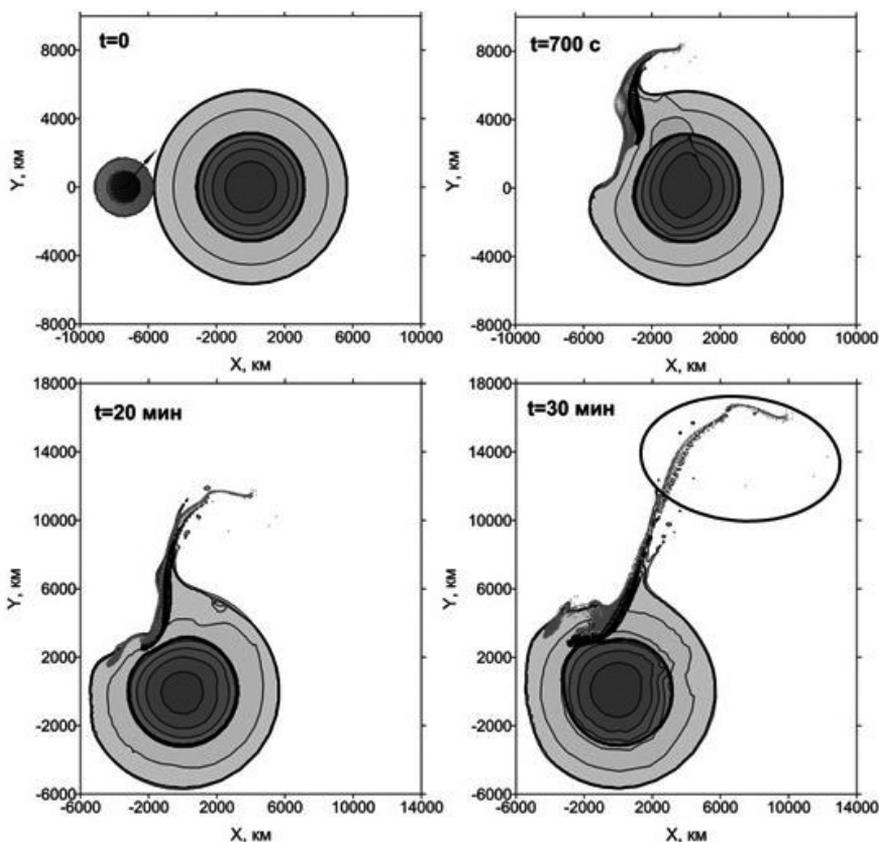


Рис. 3. Удар дифференцированного тела под углом 50° . Отношение диаметра тела к диаметру Земли $\delta = 0.3$. Внутри эллипса находятся осколки, которые в рассеянном виде переходят на гелиоцентрические орбиты [Светцов, 2013]

В книге [Витязев и др., 1990] в разработке осевого вращения Земли дается оценка вероятности прямого и обратного вращения Земли (с учетом наклона оси вращения планеты). Эти оценки относятся к вероятности прямого и обратного удара допланетных тел по растущей Земле, и, следовательно, прямого и обратного выброса эжекты.

Теория не позволяет точно определить направление и скорость вращения планеты. Она лишь дает соответствующую вероятность. Вектор наблюдаемого осевого вращения Земли \mathbf{K} , направленный под углом ε к оси z , перпендикулярной к плоскости орбиты, будем рассматривать как сумму регулярной составляющей \mathbf{K}_1 , направленной по оси z , и случайной составляющей \mathbf{K}_2 , направленной под углом γ к оси z (рис. 4).

Для оценки вероятности прямого вращения в простейшем случае предположим, что конец вектора \mathbf{K}_2 равномерно распределен по шару с радиусом, равным $K_{\text{ох}} = K_\sigma / 3^{1/2}$, и вероятность прямого вращения P_+ пропорциональна объему доли шара с положительной z -компонентой суммарного вектора $\mathbf{K}_1 + \mathbf{K}_2$. При $\mathbf{K}_1 = 0$ имеем $P_+ = P_- = 1/2$. Если $\mathbf{K}_1 \neq 0$, начало отсчета нужно сдвинуть по оси z вниз на

величину K_1 , тогда высота верхней (положительной) части шара равна $K_{\text{сх}} + K_1$, а высота нижней соответственно $K_{\text{сх}} - K_1$. Обозначим отношение $K_{\text{сх}}/K_1 = \zeta$, тогда можно показать, что

$$P_+ = \frac{2\zeta^3 + 5\zeta^2 - 4\zeta + 1}{4\zeta^3} \quad (9)$$

Для Земли (с начальным периодом вращения 10^{h}) $K = 1.4 \times 10^{41}$ (г см²/с), угол между осью вращения и осью z $\varepsilon = 10^\circ$, $K_1 = 6.5 \times 10^{40}$ (г см²/с), $K_2 = 7.7 \times 10^{40}$ (г см²/с) и направлен под углом $\gamma = 18^\circ$ к оси z , $K_{\text{сх}} = 2.9 \times 10^{41}$, $P_+ = 0.85$.

Таким образом, в результате получаем, что около 85% планетезималей движутся по прямым орбитам, и соответственно выбросы вещества при их столкновениях с растущей Землей будут иметь прямое направление. Это означает, что при столкновении частиц выбросов с частицами роя они (частицы земного вещества) будут присоединяться к околопланетному рою, и масса роя будет расти. Более того, масса роя будет расти за счет присоединения тел и частиц зоны питания планеты, движущихся по прямым околосолнечным орбитам и проникающих в сферу образования околоземного роя.

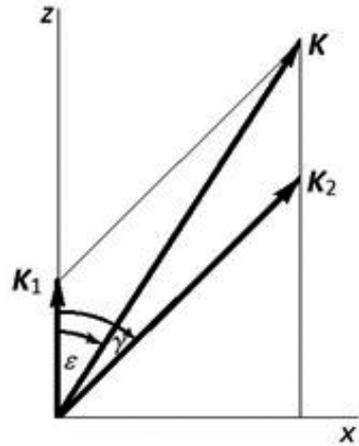


Рис. 4. Диаграмма составляющих момента осевого вращения K ; K_1 – регулярная составляющая, K_2 – случайная

Заключение

Зная поток вещества с растущей Земли сквозь околоземное пространство, частично заполненное долунным роем тел и частиц, необходимо оценить вероятность столкновений частиц роя с частицами выброшенного вещества на прямых и обратных орбитах, угловой момент, приносимый выброшенным веществом в долунный рой, и другие параметры в зависимости от массы растущей планеты, поверхностной плотности вещества в зоне питания планеты, распределения поверхностной плотности вещества роя, чтобы исследовать эволюцию околоземного роя в процессе роста планеты.

Состав Луны, сформировавшейся из околоземного роя тел и частиц, имеет сходство и различия с составом Земли [Кусков и др., 2018], поскольку Земля и Луна имеют различающиеся источники пополнения веществом при их формировании. Земля растет за счет присоединения планетезималей из своей зоны питания, тогда как Луна образуется из околопланетного роя, который пополняется веществом зоны питания Земли при свободно-свободных и свободно-связанных столкновениях тел в околоземной зоне и частично переработанным веществом верхних оболочек Земли.

Работа выполнена в рамках Программы фундаментальных исследований (проект № 0146-2027-003).

Литература

Витязев А.В., Печерникова Г.В. Решение задачи о вращении планет в рамках статистической теории аккумуляции // *Астроном. журн.* 1981. Т. 58. Вып. 4. С. 869–878.

Витязев А.В., Печерникова Г.В., Сафронов В.С. Планеты земной группы: Происхождение и ранняя эволюция. М.: Наука, 1990. – 296 с.

Горькавый Н.Н. Образование Луны и двойных астероидов // Изв. Крымской астрофиз. обс., 2007. Т. 103, №2, С. 143–155.

Кусков О.Л., Кронрод Е.В., Кронрод В.А. Геохимические ограничения на «холодные» и «горячие» модели внутреннего строения Луны: 1. Валовый состав // Астроном. вестник. 2018. Т. 52, № 6. С. 481–494.

Печерникова Г.В., Маева С.В., Витязев А.В. К динамике околопланетных роев // Письма в «Астроном. журн.» 1984. Т. 10. № 9. С. 703–709.

Печерникова Г.В. Приобретение момента импульса в статистической коаккреционной модели формирования системы Земля-Луна // Динамические процессы в геосферах: Сборник научных трудов ИДГ РАН, выпуск 4. М.: ГЕОС, 2013. С. 61–66.

Печерникова Г.В. Масса вещества, выброшенного при макродарах с растущей планеты, и проблема образования Луны // Динамические процессы в геосферах: Сборник научных трудов ИДГ РАН, вып. 7. М.: ГЕОС, 2015. С. 200–207.

Рускол Е.Л. О происхождении Луны. I. Образование околоземного роя тел // Астроном. журн. 1960. Т. 37. Вып. 3. С. 690–702.

Рускол Е.Л. О происхождении Луны. II. Рост Луны в околоземном спутниковом рое тел // Астроном. журн. 1963. Т. 40. Вып. 2. С. 288–296.

Рускол Е.Л. Происхождение Луны. М.: Наука. – 188 с.

Светцов В.В. В развитие статистической модели образования Луны. II // Динамические процессы в геосферах: Сборник научных трудов ИДГ РАН, выпуск 4. М.: ГЕОС, 2013. С. 66–73.

Шмидт О.Ю. Четыре лекции о теории происхождения Земли: изд. 3, доп. М.: Изд-во АН СССР. 1957. – 140 с.

Jeans J.H. The Stability of a Spherical Nebula // Philosophical Transactions of the Royal Society of London: Series A. 1902. Vol. 199. P. 1–53.

Harris A.W., Kaula W.M. A coaccretional model of satellite formation // Icarus, 1975. V. 24. P. 516–524.

Pechernikova G.V. Co-accretion statistical model of formation of the Earth-Moon system and the problem of the chemical composition of the presatellite swarm // Astronomical and Astrophysical Transactions. [http://www.aaptr.com/Astronomical and Astrophysical Transactions \(AApTr\)](http://www.aaptr.com/Astronomical and Astrophysical Transactions (AApTr)), 2016, Vol. 29, Issue 4, pp. 539-546, ISSN 1055-6796, Photocopying permitted by license only, c Cambridge Scientific Publishers.

О ВОЗДЕЙСТВИИ УДАРОВ ЖЕЛЕЗОСОДЕРЖАЩИХ АСТЕРОИДОВ НА ФИТОПЛАНКТОН И КЛИМАТ

В.В. Светцов

ИДГ РАН

Фитопланктон часто испытывает недостаток железа, и при обогащении железом океана как естественным, так и искусственным путем, увеличивается продуктивность бактерий и водорослей, соответственно увеличивается потребление углекислого газа и производство кислорода. Последствия ударов астероидов размером 1 км и более рассматриваются с точки зрения возможности удобрения океана железом, содержащимся в составе космического тела. Даются оценки количества выбрасываемого железа в атмосферу на большие высоты, размера частиц, образования растворимых в воде соединений железа в тропосфере. Возможность удобрения океана астероидным железом следует учитывать при анализе последствий ударов.

Введение

Удары космических тел часто рассматриваются как события, представляющие угрозу для жизни на Земле, поскольку они вызывают ударные волны в атмосфере и земной коре, землетрясения, пожары, цунами, запыление и загрязнение атмосферы, изменения климата и даже массовые вымирания живых организмов, например, [Toon et al., 1997; Немчинов и др., 2005; Rumpf et al., 2017]. Но падения космических тел могли также благоприятствовать развитию живых организмов и даже способствовать зарождению жизни. Так, Kasting (1990) оценил, что удары комет или углеродистых астероидов в период до 3.8 миллиарда лет назад должны были увеличить атмосферное отношение CO/CO_2 , что, в свою очередь, могло способствовать пребиотическому синтезу, увеличив скорость производства цианистого водорода и формальдегида. Cockell (2006) также аргументировал, что ударные кратеры создают такие благоприятные условия для пребиотических реакций, как длительная циркуляция нагретой воды аналогично глубоководным гидротермальным системам (которые предлагаются в качестве основных мест, где жизнь могла зародиться на Земле и, по аналогии, на других планетах, таких как Марс), образование разнообразных сульфидов металлов, глин и цеолитов в качестве вторичных гидротермальных минералов (которые могут выступать в качестве матриц или катализаторов для пребиотического синтеза), разрушение породы во время удара (создание большой площади поверхности для реакций), доставка железа в случае ударов железосодержащих астероидов (которые сами по себе могут выступать в качестве субстрата для пребиотических реакций). Также важно разнообразие ударов в различных условиях, порождающее большое количество «экспериментов» по зарождению жизни.

После возникновения жизни вплоть до наших дней ударные кратеры создают благоприятные условия для колонизации литофитными организмами. Микроорганизмы, живущие в условиях интенсивного ультрафиолетового излучения в

архее, могли принять эндолитный образ жизни в трещинах и поровых пространствах, образованных ударами космических тел [Bryce et al., 2015]. Многие сложные ударные кратеры на Земле сохраняют свидетельства гидротермальной активности [Osinski, 2013]. Порода, измененная под воздействием удара космического тела, может рассматриваться как жизнеспособная и важная среда обитания микробов, особенно в холодных и засушливых регионах, таких как полярные пустыни на Земле, обеспечивая защиту от стрессовых факторов окружающей среды, таких как замерзание-оттаивание, высыхание и ультрафиолетовое излучение, и необходимые питательные вещества для эндолитов путем улавливания в трещинах и порах детрита из воздуха [Pontefrac et al., 2016].

Космические тела могут приносить на Землю вещества, необходимые для жизни растений и животных. В частности, это железо, которое в большом количестве содержится в обыкновенных хондритах и, тем более, в железных и железокремнистых астероидах, и которое может после удара космического тела рассеяться в атмосфере и, осаждаясь, привести к быстрому росту фитопланктона [Svetsov, 2010]. Проблема удобрения океана железом обсуждается в последнее время в связи с возможностью увеличения продуктивности фитопланктона и поглощения им углекислого газа для предотвращения потепления климата [Boyd, Vivian, 2019]. Хотя эксперименты и оценки эффективности секвестрирования углерода таким путем дают противоречивые результаты, обогащение железом, несомненно, способно влиять на биосферу.

В данной статье рассматриваются особенности ударов космических тел с точки зрения воздействия на развитие живых организмов путем доставки железа.

Влияние железа на рост фитопланктона

Железо является микроэлементом, необходимым для фотосинтеза у растений. Оно плохо растворимо в морской воде и во многих местах является ограничивающим питательным веществом для роста фитопланктона. Крупные цветения водорослей можно создать, поставив железо в воды океана, где есть дефицит железа, причем для стимулирования сильной реакции фитопланктона требуется лишь небольшое количество железа (отношение Fe:C = 1:100000 [Anderson, Morel, 1982]). Фитопланктон является пищей для других организмов. Гипотеза о том, что железо является необходимым компонентом роста фитопланктона, а дефицит железа сдерживает рост фитопланктона, была выдвинута более тридцати лет назад [Martin, Fitzwater, 1988], и с тех пор проявляется большой интерес к возможности искусственного удобрения океана железом. Эксперименты подтвердили эту гипотезу. Так эксперименты [Martin et al., 1994], проведенные на небольшом участке океана в 64 км², привели к удвоению растительной биомассы и трехкратному увеличению хлорофилла.

Всего было проведено более десяти экспериментов по удобрению железом относительно небольших, до 300 км², участков океана [Boyd et al., 2007; Yoon et al., 2018], в которых было получено значительное увеличение массы фитопланктона. Эксперименты, как правило, приводили к изменениям в размерах фитопланктона от пико- и нанофитопланктона до микрофитопланктона. Этот эффект был особенно заметен, когда диатомовые водоросли стали доминирующим видом во время нескольких экспериментов, но переход к сообществу с преобладанием диатомовых водорослей, по-видимому, связан с первоначальным наличием силикатов [Yoon et al., 2018]. На массу фитопланктона оказывает влияние зоопланктон, который также увеличивает свою массу, и может снижать развитие

фитопланктона. Зоопланктон, в свою очередь, потребляется высшими организмами. Так в эксперименте LOHAFEX, когда было рассеяно 6 тонн железа на площади 300 км², в Южном океане [Smetacek, Naqvi, 2008], оказалось, что фитопланктон, интенсивно потребляющий углекислый газ, удвоил свою массу в течение двух недель. Однако после этого ракообразный зоопланктон съел водоросли и остановил эффект снижения CO₂. Это показывает, что влияние удобрения железом на экосистему может быть неожиданным.

Была выражена обеспокоенность в отношении возможных побочных эффектов для окружающей среды в ответ на добавление железа [Fuhrman, Capone, 1991]. Эти побочные эффекты включают производство парниковых газов (например, закиси азота, метана), развитие гипоксии в толще воды и развитие токсичных водорослей. Некоторые виды перистых диатомовых водорослей рода *Pseudo-nitzschia* обладают способностью производить нейротоксин, который вредно воздействует на морские экосистемы. Эти нежелательные побочные эффекты могут привести к негативным изменениям климата и экосистемы и свести на нет эффективность искусственного удобрения океана. Непредсказуемость является основным аргументом против предполагаемых будущих масштабных экспериментов по оплодотворению океана железом. Заметим, что значительного эффекта экспериментов на небольших участках океана по секвестированию углерода (то есть количество вызванного железом потока углерода ниже глубины зимнего смешанного слоя) в большинстве экспериментов не было обнаружено.

Естественное обогащение железом за счет привноса континентальной пыли также приводит к развитию фитопланктона и секвестированию углерода [Blain et al., 2007; Pollard et al., 2009; Zhang et al., 2018].

Вулканический пепел обладает значительным потенциалом для изменения баланса питательных веществ в поверхностном океане и стимулирования роста фитопланктона в ограниченных по железу и другим низкопродуктивных океанических районах. В настоящее время общее воздействие извержений вулканов на морские экосистемы не до конца понятно. Но есть аргументы в пользу того, что удобрение океана при выпадении вулканического пепла может сыграть жизненно важную роль для газообмена между океаном и атмосферой и, в конечном итоге, для изменения глобального климата [Duggen et al., 2007; 2010; Browning et al., 2014; 2015].

После извержения вулкана Пинатубо в 1991 году около 80 г/км² железа выпало на поверхность океана, после чего было зарегистрировано увеличение концентрации O₂ в атмосфере и уменьшение CO₂ [Watson, 1997]. Было показано, что явное сокращение потока CO₂ в атмосферу также последовало за крупным извержением вулкана Агунг в 1963 году [Cather et al., 2009]. Однако, хотя экологические последствия удобрения океана вулканическим пеплом значительны, как и в случаях искусственного удобрения океана, существует большая неопределенность в отношении поглощения углерода из атмосферы.

Выброс железа в атмосферу при ударах астероидов

Каменные астероиды имеют в своем составе большое количество железа. Обыкновенны хондриты, составляющие большинство метеоритов, содержат от 20 до 26% железа, причем от 6% (в LL-хондритах) до 15% (в H-хондритах) в несвязанной металлической форме [Jarosewich, 1990]. Углистые хондриты также содержат много железа, в среднем 22–24% [Braukmüller et al., 2018], которое почти всё находится в соединениях силикатов.

При ударе каменного астероида со скоростью 20 км/с, близкой к средней скорости ударов астероидов по Земле [Ivanov, 2008], по каменной поверхности под разными углами α к поверхности испаряется от 4% ($\alpha = 30^\circ$) до 29% ($\alpha = 90^\circ$) массы астероида, и от 80% ($\alpha = 30^\circ$) до 71% ($\alpha = 90^\circ$) массы астероида оказывается расплавленной [Pierazzo, Melosh, 2000]. При ударах углистых хондритов в среднем процент испаренного вещества должен быть выше благодаря меньшей плотности и большей пористости таких тел. Астероид диаметром 100 м с плотностью, равной плотности обыкновенного хондрита, имеет массу около 1.7×10^6 тонн. Такие астероиды падают на землю в среднем раз в 10000 лет [Ivanov, 2008], и поэтому средний приток массы на Землю за счет таких падений незначителен. При ударе астероида диаметром 100 м, содержащего 10% железа, если испарится 20% его массы, в атмосферу будет выброшено 34000 т паров железа и его соединений, что примерно соответствует выбросу железа около 40000 т при извержении вулкана Пинатубо в 1991 году [Watson, 1997]. Эффект воздействия на фитопланктон может быть заметный, но не катастрофический. Но такой же астероид диаметром 1 км имеет массу около 1.7×10^9 тонн (километровые астероиды падают на землю в среднем раз в миллион лет [Ivanov, 2008]), и масса выброса железа будет на три порядка превышать массу выброса железа при извержении вулкана Пинатубо.

Скорости выброса вещества астероида в атмосферу при скорости удара $V = 20$ км/с согласно расчетам [Pierazzo, Melosh, 2000] возрастают с уменьшением угла удара, и при наиболее вероятном угле удара в 45° средняя (по массе выбросов) компонента скорости в вертикальном направлении составляет 1.1 км/с, а в горизонтальном – 2.3 км/с. Максимальные компоненты скоростей в вертикальном и горизонтальном направлениях достигают 4 и 5.7 км/с соответственно, а максимальная скорость выбросов достигает 7 км/с. При таких скоростях выбросы в среднем достигают высоты 50 км, а максимальная высота выброшенных частиц составляет 200 км. При более высоких V или при меньших углах удара часть вещества астероида достигает скоростей выше второй космической скорости и теряется, выбрасываясь в космическое пространство. По расчетам [Svetsov, 2011] потери массы астероида составляют в среднем (по углам удара) 15 и 20% при $V = 20$ км/с и $V = 30$ км/с соответственно. Остальная часть массы рассеивается в атмосфере.

При взрывах вулкана Пинатубо в 1991 году высота эруптивной колонны составляла от 20 до 35 км. Вулканический пепел распространялся в атмосфере под действием ветра и постепенно оседал на Землю. Извержение Пинатубо увеличило оптическую толщину аэрозоля в стратосфере в 10–100 раз по сравнению с уровнями, измеренными до извержения. Падение средней глобальной температуры примерно на 0.6 градуса по Цельсию наблюдалось в течение 15 месяцев после извержения. В отличие от извержения вулкана, после удара астероида конденсированные частицы выбросов движутся по баллистическим траекториям и плавают или испаряются, когда снова входят в плотные слои атмосферы. Благодаря высоким скоростям выбросы железа после удара могут охватить всю площадь Земли.

Размер частиц и растворимость соединений железа

Большое значение имеет размер выброшенных частиц. Реконструкция распределения частиц по размерам при нескольких извержениях вулканов [Rose, Durant, 2009] показывает, что извержения приводят к выпадению частиц с полимодальным распределением по размерам, которое включает существенную долю (~ 50%) очень мелких частиц размером менее 30 мкм. Теоретически осаждение частиц размером

10 мкм происходит в течение ~ 10 дней. Еще более мелкие частицы менее 1 мкм составляют незначительную часть массы вулканических выбросов.

Распределение потока массы космической пыли, падающей на Землю, по размерам частиц имеет пик при размере частиц 100 мкм, причем около половины потока массы приходится на частицы размером от ~ 10 до 100 мкм [Plane et al., 2018]. Частицы размером меньше 10 мкм составляют незначительную часть общего потока массы. Скорость аккреции космической пыли в атмосферу Земли в современную эпоху составляет 110 ± 55 тонн в день [Plane et al., 2018]. Это дает внеземной поток биодоступного железа 17 г/км^2 в год, что составляет 30–300% от потока эолового железа, приносимого из наземных источников в прибрежные морские районы, и 20% от потока железа за счет апвеллинга в Южном океане [Johnson, 2001]. Таким образом, поток космической пыли снабжает фитопланктон железом, и это увеличивает продуктивность фитопланктона.

При ударе астероида частицы его вещества образуются при распылении выбрасываемой вверх расплавленной массы, конденсации пара и абляции частиц при повторном входе в атмосферу. Рассчитать распределение частиц вещества астероида по размерам очень сложно. Оценки [Зельдович, Райзер, 1966] разлета в вакуум железного шара массой 33000 тонны (радиусом 10 м при плотности 8 г/см^3), начальная температура которого приблизительно соответствует удару железного астероида со скоростью около 30 км/с, показывают, что происходит закалка конденсации, и примерно половина вещества разлетается на бесконечность в виде атомов, а частицы конденсата имеют средний размер 0.3 мкм. Поскольку размеры частиц конденсата приблизительно пропорциональны размерам тела [Зельдович, Райзер, 1966], то при разлете километрового шара средний размер частиц должен составлять 30 мкм, что вполне соответствует размеру частиц при извержении вулканов.

Таким образом, по оценкам, частицы каменного или железного астероида по размерам примерно соответствуют частицам вулканических извержений и космической пыли, но значительная доля выброшенного вещества астероида состоит из более мелких частиц и атомов. Второе отличие ударов тел размером 1 км и больше – быстрый выброс огромной массы вещества по всей поверхности Земли.

Поскольку частицы вещества астероида движутся по баллистическим траекториям и тормозятся на больших высотах их химическое взаимодействие с атмосферой будет аналогично взаимодействию космической пыли. Взаимодействуя с кислородом, озоном, азотом и водородом в верхних слоях атмосферы, железо образует различные как ионизованные, так и нейтральные соединения, в том числе мелкие частицы, известные как частицы метеорного дыма [Plane, 2012; Plane et al., 2018]. Однако эти соединения и частицы плохо растворяются в воде, в то время как фитопланктону необходимо получить достаточно растворимые соединения железа. Заметим, что в экспериментах по искусственному удобрению океана использовался хорошо растворимый в воде сульфат железа.

Возможность преобразования частиц, содержащих соединения железа, в растворимые в воде соединения в тропосфере исследовалась в работах [Shi et al., 2009; 2012; 2015]. Было показано, что нерастворимое железо в пылевых частицах легко растворяется в кислых условиях, типичных для влажных аэрозолей. Кислота, которая содержится в атмосфере, расщепляет крупные пылевые частицы железа на мелкие и хорошо растворимые наночастицы, которые и могут поглощаться фитопланктоном. Эксперименты показали, что значительное количество железа может быть растворено в пылевых частицах только при pH ниже 4. При более высоких значениях pH, обычно относящихся к облакам, растворение железа не происходит.

Но если облака испаряются, как это часто бывает в природе, поверхность частицы может стать очень кислой. Таким образом, железосодержащая пыль в тропосфере может превращаться в растворимые соединения железа, что и объясняет эффект удобрения океана олово́й пылью и вулканическим пеплом. Сжигание биомассы и антропогенное загрязнение также могут быть источником биодоступного железа в некоторых районах океана [Shi et al., 2012].

Кометы и астероиды содержат большое количество серы, а удар космического тела может произойти по поверхности, богатой сульфатами или карбонатами. Поэтому при ударах в атмосфере возможно образование кислот из диоксида серы или даже из диоксида углерода [Toon et al., 1997]. При ударе Чиксулуб на границе мел-палеоген в атмосферу выделились такие газы, как CO, SO₂, CS₂, H₂S [Gerasimov, 2002]. Пожары, которые могут возникнуть после удара на большой площади [Svetsov, Shuvalov, 2019], производят оксиды азота и другие химические вещества, которые могут привести к кислотным дождям, и, кроме того, в атмосфере под действием ударной волны, инициированной ударом, образуется окись азота [Toon et al., 1997]. Таким образом, при ударе может образоваться гораздо большее количество растворимого железа, чем при взрывах вулканов.

Заключение

Несмотря на то, что влияние удобрения железом на океан и всю экосистему все еще непредсказуемо, весьма вероятно, что в больших масштабах оно может оказать существенное влияние на биосферу.

Среди возможных причин массовых вымираний в фанерозое было выдвинуто предположение, что цианобактерии и некоторые типы водорослей производят токсины, которые способствуют массовому вымиранию [Castle, Rodgers, 2009]. Четыре из пяти основных массовых вымираний связаны с пиками относительного содержания строматолитов (ископаемых остатков сине-зеленых водорослей). Росту водорослей могли способствовать климатическое потепление и увеличение количества питательных веществ, в том числе за счет ударов космических тел.

Reiners и Turchyn (2018) предположили, что массовое вымирание в конце ордовика, связанное с оледенением, могло быть вызвано уменьшением атмосферного CO₂ из-за увеличенного потока космической пыли, который привел к высокой продуктивности морской среды. Связь ударов с изменениями в биосфере трудно проследить, но, так или иначе, возможность удобрения океана астероидным железом следует учитывать при анализе последствий ударов космических тел.

Работа выполнена по Программе фундаментальных исследований Президиума РАН № 17 «Влияние ударов космических тел и энергетических процессов в геосферах на эволюцию биосферы Земли» (проект № 0146-2018-0005).

Литература

Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966. – 688 с.

Немчинов И.В. Основные факторы астероидной опасности // Катастрофические воздействия космических тел. М.: ИКЦ «Академкнига». 2005. С. 12–61.

Anderson M.A., Morel F.M.M. The influence of aqueous iron chemistry on the uptake of iron by the coastal diatom *Thalassiosira weissflogii* // *Limnology and Oceanography*. 1982. V. 27. P. 789–813.

Blain S., Queguiner B., Armand L., et al. Effect of natural iron fertilization on carbon sequestration in the Southern Ocean // *Nature*. 2007. V. 446. P. 1070–1074.

Boyd P.W., Jickells T., Law C.S. et al. Mesoscale iron enrichment experiments 1993–2005: Synthesis and future directions // *Science* 2007. V. 315. P. 612–617.

Boyd P., Vivian C. Should we fertilize oceans or seed clouds? No one knows // *Nature*. 2019. V. 570. P. 155–157.

Braukmüller N., Wombacher F., Hezela D.C., Escoube R., Münker C. The chemical composition of carbonaceous chondrites: Implications for volatile element depletion, complementarity and alteration // *Geochimica et Cosmochimica Acta*. 2018. V. 239. P. 17–48.

Browning T.J., Bouman H.A., Henderson G.M., et al. Strong responses of Southern Ocean phytoplankton communities to volcanic ash // *Geophysical Research Letters*. 2014. V. 41. P. 2851–2857.

Browning T.J., Stone K., Bouman H.A., et al. Volcanic ash supply to the surface ocean – remote sensing of biological responses and their wider biogeochemical significance // *Marine Sciences*. 2015. V. 2. Article14. P. 1–22.

Bryce C.C., Horneck G., Rabbow E., Edwards H.G.M., Cockell C.S. Impact shocked rocks as protective habitats on an anoxic early Earth // *International Journal of Astrobiology*. 2015. V. 14. P. 115–122.

Castle J.W., Rodgers J.H.Jr. Hypothesis for the role of toxin-producing algae in Phanerozoic mass extinctions based on evidence from the geologic record and modern environments // *Environmental Geosciences*. 2009. V. 16. P. 1–23.

Cather S.M., Dunbar N.W., McDowell F.W., McIntosh W.C., Scholle P.A. Climate forcing by iron fertilization from repeated ignimbrite eruptions: The icehouse-silicic large igneous province (SLIP) hypothesis // *Geosphere*. 2009. V. 5. P. 315–324.

Cockell C.S. The origin and emergence of life under impact bombardment // *Philosophical Transactions of the Royal Society B*. 2006. V. 361. P. 1845–1856.

Duggen S., Croot P., Schacht U., Hoffmann L. Subduction zone volcanic ash can fertilize the surface ocean and stimulate phytoplankton growth: Evidence from biogeochemical experiments and satellite data // *Geophysical Research Letters*. 2007. V. 34(5), L01612.

Duggen S., Olgun N., Croot P., et al. The role of airborne volcanic ash for the surface ocean biogeochemical iron-cycle: A review // *Biogeosciences*. 2010. V. 7. P. 827–844.

Fuhrman J.A., Capone D.G. Possible biogeochemical consequences of ocean fertilization // *Limnology and Oceanography*. 1991. V. 36. P. 1951–1959.

Gerasimov M.V. Toxins produced by meteorite impacts and their possible role in a biotic mass extinction // *Catastrophic Events and Mass Extinctions: Impacts and Beyond*. Boulder, Colorado: Geological Society of America Special Paper 356. 2002. P. 705–716.

Ivanov B.A. Size-frequency distribution of asteroids and impact craters: Estimates of impact rate // *Catastrophic Events Caused by Cosmic Objects*. Dordrecht: Springer. 2008. P. 91–116.

Jarosewich E. Chemical analyses of meteorites: A compilation of stony and iron meteorite analyses // *Meteoritics*. 1990. V. 25. P. 323–337.

Johnson K.S. Iron supply and demand in the upper ocean: Is extraterrestrial dust a significant source of bioavailable iron? // *Global Biochemical Cycles*. 2001. V. 15. P. 61–63.

Kasting J. Bolide impacts and the oxidation state of carbon in the Earth's early atmosphere // *Origins of Life and Evolution of the Biosphere*. 1990. V. 20. P. 199–231.

Martin J.H., Fitzwater S.E. Iron deficiency limits phytoplankton growth in the north-east Pacific subarctic // *Nature*. 1988. V. 331. P. 341–343.

Martin J.H., Coale K.H., Johnson K.S., et al. Testing the iron hypothesis in ecosystems of the equatorial Pacific Ocean // *Nature*. 1994. V. 371. P. 123–129.

- Osinski G., Tornabene L.L., Banerjee N.R., Cockell C.S., et al.* Impact-generated hydrothermal systems on Earth and Mars // *Icarus*. 2013. V. 224. P. 347–363.
- Pierazzo E., Melosh H.J.* Hydrocode modeling of oblique impacts: The fate of the projectile // *Meteoritics and Planetary Science*. 2000. V. 35. P. 117–130.
- Plane J.M.C.* Cosmic dust in the earth's atmosphere // *Chemical Society Reviews*. 2012. V. 41. P. 6507–6518.
- Plane J.M.C., Flynn G.J., Määttänen A., Moores J.E., et al.* Impacts of cosmic dust on planetary atmospheres and surfaces // *Space Science Reviews*. 2018. V. 214. Article id. 23. 42 pp.
- Pollard R.T., Salter I., Sanders R.J., et al.* Southern Ocean deepwater carbon export enhanced by natural iron fertilization // *Nature*. 2009. V. 457. P. 577–580.
- Pontefract A., Osinski G.R., Cockell C.S., et al.* Microbial diversity of impact-generated habitats // *Astrobiology*. 2016. V. 16. P. 775–786.
- Reiners P.W., Turchyn A.V.* Extraterrestrial dust, the marine lithologic record, and global biogeochemical cycles // *Geology*. 2018. V. 46. P. 863–866.
- Rose W.I., Durant A.J.* Fine ash content of explosive eruptions // *Journal of Volcanology and Geothermal Research*. 2009. V. 186. P. 32–39.
- Rumpf C.M., Lewis H.G., Atkinson P.M.* Asteroid impact effects and their immediate for human populations // *Geophysical Research Letters*. 2017. V. 44. P. 3433–3440.
- Shi Z., Krom M.D., Bonneville S., et al.* Formation of iron nanoparticles and increase in iron reactivity in mineral dust during simulated cloud processing // *Environmental Science and Technology*. 2009. V. 43. P. 6592–6596.
- Shi Z., Krom M.D., Jickels T.D., et al.* Impacts on iron solubility in the mineral dust by processes in the source region and the atmosphere: A review // *Aeolian Research*. 2012. V. 5. P. 21–42.
- Shi Z., Krom M.D., Bonneville S., Benning L.G.* Atmospheric processing outside clouds increases soluble iron in mineral dust // *Environmental Science and Technology*. 2015. V. 49. P. 1472–1477.
- Smetacek V., Naqvi S.W.A.* The next generation of iron fertilization experiments in the Southern Ocean // *Philosophical Transactions of The Royal Society A*. 2008. V. 366, P. 3947–3967.
- Svetsov V.V.* Consequences of impacts of cosmic objects in circumstances of changing climate // *Protecting the Earth against Collisions with Asteroids and Comets. Proceedings of the International Conference «Asteroid-Comet Hazard-2009»*. SPb: Nauka. 2010. P. 200–205.
- Svetsov V.* Cratering erosion of planetary embryos // *Icarus*. 2011. V. 214. P. 316–326.
- Svetsov V., Shuvalov V.* Thermal radiation from impact plumes // *Meteoritics and Planetary Science*. 2019. V. 54. P. 126–141.
- Toon O.B., Zahnle K., Morrison D., Turco R., Covey C.* Environmental perturbations caused by the impacts of asteroids and comets // *Reviews of Geophysics*. 1997. V. 35. P. 41–78.
- Watson A.J.* Volcanic iron, CO₂, ocean productivity and climate // *Nature*. 1997. V. 385. P. 587–588.
- Yoon J-E., Yoo K-C., Macdonald A.M., et al.* Reviews and syntheses: Ocean iron fertilization experiments – past, present, and future looking to a future Korean Iron Fertilization Experiment in the Southern Ocean (KIFES) project // *Biogeosciences*. 2018. V. 15. P. 5847–5889.
- Zhang C., Gao H., Yao X., Shi Z., et al.* Phytoplankton growth response to Asian dust addition in the northwest Pacific Ocean versus the Yellow Sea // *Biogeosciences*. 2018. V. 15. P. 749–765.

ЭНЕРГИЯ УДАРОВ ПЛАНЕТЕЗИМАЛЕЙ, ПЕРЕШЕДШАЯ В ТЕПЛО В ПЕРИОД АККРЕЦИИ ЗЕМЛИ, И ЭНЕРГИЯ ДИФФЕРЕНЦИАЦИИ, ВЫДЕЛИВШАЯСЯ ПРИ ФОРМИРОВАНИИ ЗЕМНОГО ЯДРА

В.Н. Сергеев, Г.В. Печерникова

ИДГ РАН

Оценена скорость производства тепла за счет гравитационной дифференциации при формировании земного ядра в период роста Земли. Проведено сравнение скоростей производства тепла ударами планетезималей в период аккреции Земли и за счет гравитационной дифференциации. Учитывая, что лишь ~ 10% тепла, произведенного за счет ударов, идет на прогрев глубоких недр Земли можно считать, что, нагрев земных недр за счет гравитационной дифференциации является важным механизмом нагрева Земли по всей глубине недр в период ее формирования.

Введение

Процесс выделения земного ядра требует нагрева недр Земли до высоких температур, превышающих температуру плавления железа. Для понимания процесса формирования земного ядра важно знать, как и за счет чего осуществлялся нагрев земных недр.

Гравитационная энергия являлась основным источником разогрева Земли в период ее формирования. Разогрев Земли проходил двумя путями: за счет преобразования в тепло ударной энергии планетезималей и нагрева при гравитационной дифференциации. Поскольку земное ядро сформировалось, в основном, в период аккреции (смотри, например, [Печерникова, Сергеев, 2017]) эти два процесса имели место одновременно. Помимо гравитационной энергии в нагреве Земли на начальном этапе ее формирования существенную роль играло радиогенное тепло от распадов короткоживущих изотопов ^{26}Al и ^{60}Fe [Печерникова, Витязев, 2005; Сергеев, 2017].

Общее количество энергии, преобразовавшейся в тепло в результате ударов планетезималей, по оценкам, составляет около 2×10^{32} Дж [Печерникова, Витязев, 2005]. Оценки энергии, перешедшей в тепло при гравитационной дифференциации, проводились в предположении, что формирование земного ядра имело место после окончания формирования Земли. По различным оценкам величина этой энергии составляет около $(1.4 \div 1.6) \times 10^{31}$ Дж [Stacey, Stacey, 1999; Печерникова, Витязев, 2005; Eppelbaum, Kutasov, Pilchin, 2014].

Между этими двумя процессами нагрева Земли есть важное различие. Ударная энергия преобразовывалась в тепло преимущественно в верхних слоях формирующейся Земли и, как следствие, большая часть полученного тепла терялась при охлаждении земной поверхности за счет излучения в космическое пространство. Лишь удары крупных тел производили более эффективный нагрев глубоких недр Земли. В отличие от ударной энергии, энергия гравитационной дифференциации, выделившаяся при формировании земного ядра, почти полностью

преобразовывалась в тепло по всей глубине земных недр, затрагиваемых этим процессом.

Учитывая различный характер преобразования гравитационной энергии в тепло при ударах и дифференциации важно знать не только общее количество произведенного тепла, но и зависимость скорости производства тепловой энергии от времени при этих процессах. Целью настоящей работы является оценка скорости производства тепла за счет гравитационной дифференциации при формировании земного ядра и сравнении ее со скоростью производства тепла за счет ударов планетезималей.

Ударная энергия, перешедшая в тепло во время аккреции Земли

Энергия ударов планетезималей о растущую Землю, перешедшая в тепло, оценивалась в [Печерникова, Витязев, 2005] исходя из уравнения сохранения энергии в акте столкновения, в предположении полного слипания сталкивающихся планетезималей с растущей Землей.

При столкновении планетезимали массы m' с растущей планетой массы m сохранение полной энергии системы до сближения и после столкновения при сделанном выше предположении записывается в виде [Печерникова, Витязев, 2005]:

$$T_0 + U + U' = Q' + U'', \quad (1)$$

где T_0 – кинетическая энергия в системе центра масс тел до сближения, U , U' , U'' – потенциальная энергия тел масс m , m' и тела суммарной массы $m'' = m + m'$, Q' – энергия, перешедшая в тепло в результате столкновения планетезимали массы m' с растущей планетой массы m . Величина T_0 определяется соотношениями [Печерникова, Витязев, 2005]:

$$T_0 = \frac{mm'}{2(m+m')}V^2, \quad V = \sqrt{v^2(m) + v'^2(m')}, \quad (2)$$

где V – относительная скорость тел до сближения, $v(m)$ – относительная скорость растущей планеты, $v'(m')$ – относительная скорость планетезимали.

Интегрирование $Q'(m')$ по функции распределения планетезималей по массам с учетом частоты столкновений тел с массой m' с растущей планетой в зависимости от их масс и скоростей [Печерникова, 2005] дает H_i – величину ударной энергии, переходящей в тепло в единицу времени в процессе роста Земли [Печерникова, Витязев, 2005]. Зависимость H_i от времени представлена на рис. 1, а.

Энергия дифференциации, выделившаяся при формировании ядра Земли

Разделение поступающего на растущую Землю в результате падения планетезималей вещества на железно-никелевое ядро и силикатную мантию проходило уже во время формирования Земли. Механизмы формирования земного ядра описаны в [Rubie et al., 2015].

В [Сергеев, Печерникова, 2018] на примере упрощенной модели было показано, что энергия гравитационной дифференциации, выделившаяся при формировании земного ядра, слабо зависит от того, когда происходило формирование ядра в процессе или после завершения формирования Земли. Это обстоятельство дает

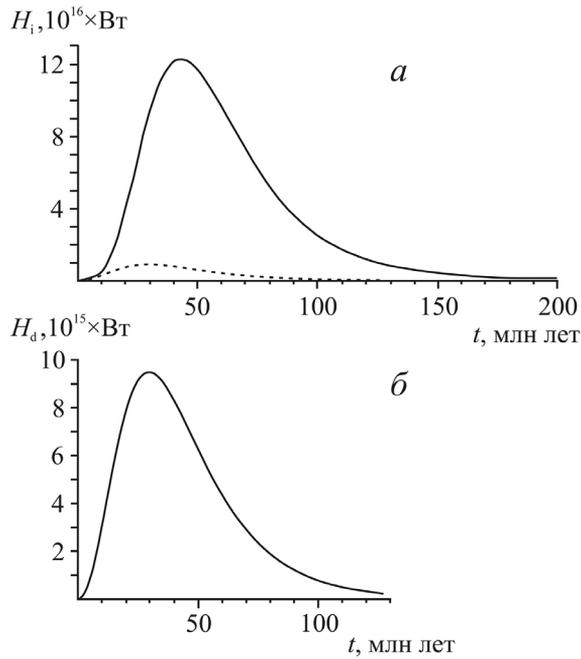


Рис. 1. Гравитационная энергия, преобразующаяся в тепло в процессе роста Земли в единицу времени: *а* – ударная энергия, переходящая в тепло, *б* – энергия гравитационной дифференциации, преобразующаяся в тепло при формировании земного ядра (на рисунке *а* изображена пунктирной линией)

возможность оценить скорость производства тепла за счет гравитационной дифференциации при формировании земного ядра используя значение общего количества энергии, перешедшей в тепло при гравитационной дифференциации полученного в предположении, что формирование земного ядра имело место после окончания формирования Земли.

В предположении достаточно быстрого формирования земного ядра можно считать, что энергия дифференциации, перешедшая в тепло H_d в единицу времени, пропорциональна скорости роста массы Земли:

$$H_d = C \frac{dm}{dt}, \quad (3)$$

где C – коэффициент пропорциональности. Интегрируя (3) по времени получаем:

$$E_d = CM_{\oplus}, \quad C = E_d / M_{\oplus}. \quad (4)$$

Здесь E_d – общее количество энергии гравитационной дифференциации, перешедшей в тепло при формировании земного ядра. Масса современной Земли $M_{\oplus} = 5.97 \times 10^{27}$ г. Принимая $E_d = 1.5 \times 10^{31}$ Дж, получаем $C = 2.51 \times 10^3$ Дж/г.

При вычислениях H_d использовалась модель роста массы Земли [Печерникова, 2005], учитывающая роль крупных тел. Согласно этой модели время t , за которое Земля достигала массы $M(t) = z^3 M_{\oplus}$, определяется из соотношения:

$$t = \frac{b\delta r_{\max}}{\sigma_0} \left(\ln \frac{1+z}{1-z} - 0.43z - 0.04z^3 \right) \text{ лет,} \quad (5)$$

где безразмерный параметр $b = 0.07$, δ – средняя за время роста плотность Земли, σ_0 – начальная поверхностная плотность твердого вещества в зоне питания Земли,

$$r_{\max} = \sqrt[3]{\frac{3M_{\oplus}}{4\pi\delta}}$$

В расчетах использовались значения $\delta = 4.5 \text{ г/см}^3$ и $\sigma_0 = 10 \text{ г/см}^2$ [Печерникова, 2005]. Согласно [Печерникова, 2005] время формирования Земли составляет ~ 100 млн лет.

Скорость роста Земли в [Печерникова, 2005] вычислялась без учета влияния на этот процесс возможной миграции Юпитера во время формирования Земли и это оправдано. Согласно [Turrini et al., 2018] возможная миграция Юпитера ограничивалась 0.5 а.е. и, следовательно, не могла сильно повлиять на ход роста Земли.

Зависимость скорости роста массы Земли от времени определяется выражением [Печерникова, 2005; 2015]:

$$\begin{aligned} \frac{dm(t)}{dt} = & \frac{56\pi\sigma_0 r_{\max}^2}{3\sqrt{7} P} (1-z^2)^{1/3} z^2 \int_{\frac{1-z^2}{7}}^{1-z^2} \sqrt{1+\mu} (1+\mu^{1/3}) \mu^{-1/3} d\mu + \\ & + \frac{2\pi\sigma_0 r_{\max}^2}{3 P} \sqrt{\frac{8-z^2}{7}} (1-z^2)^{5/6} z^2 \int_{\mu_0}^{\frac{1-z^2}{7}} \left(1 + 2\mu^{1/3} + \mu^{2/3} + \frac{28(1+\mu)(1+\mu^{1/3})}{8-z^2} \right) d\mu \end{aligned} \quad (6)$$

Результаты вычисления зависимости H_d от времени с использованием (3)–(6) представлены на рис. 1, б.

Заключение

Сравнение скорости производства тепла за счет гравитационной дифференциации при формировании земного ядра, оцененной в настоящей работе, и скорости производства тепла за счет ударов планетезималей [Печерникова, Витязев, 2005] (рис. 1) показывает преобладание последней почти на всем протяжении периода формирования Земли. Однако, если говорить о нагреве земных недр по всей глубине, ситуация здесь иная. Учитывая, что лишь $\sim 10\%$ тепла, произведенного за счет ударов, идет на прогрев глубоких недр Земли [Печерникова, Витязев, 2005] можно считать, что, нагрев земных недр за счет гравитационной дифференциации является важным механизмом нагрева Земли по всей глубине недр в период ее формирования.

Работа выполнена в рамках программы Президиума РАН № 17 (проект № 0146-2018-0005).

Литература

Печерникова Г.В. Время роста Земли // ДАН. 2005. Т. 401. № 3. С. 391–394.

Печерникова Г.В. Масса вещества, выброшенного при макроударах с растущей планеты, и проблема образования Луны // *Динамические процессы в геосферах*. Вып. 7: Сборник научных трудов ИДГ РАН. Москва. ГЕОС. 2015. С. 200–207.

Печерникова Г.В., Витязев А.В. Импаkты и эволюция ранней Земли. В кн. *Катастрофические воздействия космических тел* / Под ред. В.В. Адушкина и И.В. Немчинова. М.: ИКЦ «Академкнига», 2005. С. 251–265.

Печерникова Г.В., Сергеев В.Н. Ранняя стадия возникновения Земли (интервал после возникновения Солнца, формирование жидкого ядра, формирование твердого ядра). В кн. *Жизнь и Вселенная* / под ред. В.Н. Обридко и М.В. Рагульской. Москва. 2017. С. 91–98.

Сергеев В.Н. Радиогенное тепло Земли в период ее роста // *Динамические процессы в геосферах*. Вып. 9: Сборник научных трудов ИДГ РАН. Москва. Графитекс. 2017. С. 93–98.

Сергеев В.Н., Печерникова Г.В. Переоценка выделившегося радиогенного тепла Земли в первые 500 млн лет ее существования, высвобождение гравитационной энергии при формировании земного ядра // *Динамические процессы в геосферах*. Вып. 10: Сборник научных трудов ИДГ РАН. Москва. Графитекс. 2018. С. 169–176.

Eppelbaum L., Kutasov I., Pilchin A. Applied Geothermics. Berlin Heidelberg: Springer. 2014. – 751 p.

Rubie D.C., Nimmo F., Melosh H.J. Formation of the Earth's Core / *Treatise on Geophysics* 2nd Ed., Editors-in-Chief: G. Schubert. Elsevier, 2015. V. 9. Evolution of the Earth. P. 43–79.

Stacey F., Stacey C. Gravitational energy of core evolution: implications for thermal history and geodynamo power // *Physics of the Earth and Planetary Interiors*. 1999. 110. P. 83–93.

Turrini D. et al. The late accretion and erosion of Vesta's crust recorded by eucrites and diogenites as an astrochemical window into the formation of Jupiter and the early evolution of the Solar System // *Icarus*. 2018. 311. P. 224–241; arXiv:1804.06150 [astro-ph.EP].

УДК 551.594

10.26006/IDG.2019.11.38626

ГЕОФИЗИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ ИЗВЕРЖЕНИЯ ВУЛКАНА «СТРОМБОЛИ» (03.07.2019 Г., ИТАЛИЯ)

А.А. Спивак, С.А. Рябова, В.А. Харламов

ИДГ РАН

Приведены результаты инструментальных наблюдений за геомагнитным полем и электрическими параметрами приземного слоя атмосферы, выполненных в ряде обсерваторий сети ИНТЕРМАГНЕТ, обсерватории «Михнево» и Центре геофизического мониторинга Москвы ИДГ РАН в периоды извержений вулкана «Стромболи» (03.07.2019 г.). Показано, что взрывная стадия вулкана сопровождается акустическими колебаниями, а также аномальными вариациями магнитного и электрического полей Земли. Установлено, что вызванные вариации электрического поля имеют знакопеременный характер с максимальной амплитудой ~ 100 В/м и периодом ~ 30 мин. Характер геомагнитных вариаций, вызванных эксплозивной стадией извержения, различается для разных пунктов регистрации:

в одних случаях фиксируется бухтообразное повышение горизонтальной компоненты магнитного поля с амплитудой от 6 до 11 нТл, в других – ее знакопеременное изменение с максимальной амплитудой в диапазоне 4–10 нТл и периодом ~ 25 мин.

Введение

Активизация вулканов сопровождается многочисленными геофизическими эффектами, наиболее ярко проявляющимися на эксплозивной стадии извержения в начальный период образования эруптивного облака. Помимо сильного локального возмущения атмосферы в результате резкого выброса смеси газов и пирокластического материала, что приводит, в частности, к образованию воздушных волн [Адушкин и др., 1984], наблюдаются также атмосферно-электрические эффекты [Фирстов и др., 2019; James et al., 2000; Lane, Gilbert, 1992; Mather, Harrison, 2006]. В ряде случаев напряженность электрического поля в эруптивном облаке настолько велика, что в нем наблюдаются вулканические молнии [Фирстов и др., 2017]. Воздушные волны и электризация эруптивного облака определяют сложный характер воздействия вулканических извержений на среду. Изучение вариаций физических полей, вызванных вулканами, вызывает особый интерес как с точки зрения расширения представлений и понимания механизмов процессов, сопровождающих вулканические извержения, так и оценки, и прогнозирования их экологических последствий.

В настоящей работе рассматриваются вариации геомагнитного поля и электрических параметров приземной атмосферы (напряженности электрического поля и атмосферного тока) в период эксплозивной стадии извержения вулкана «Стромболи» (03.07.2019 г., Италия).

Используемые данные

При выполнении исследований использовались данные магнитной регистрации трех компонент магнитного поля B_x , B_y и B_z ¹ обсерваторий сети ИНТЕРМАГ-НЕТ (Табл. 1) и среднеширотной геофизической обсерватории «Михнево» ИДГ РАН (MNV) [Адушкин и др., 2016]. При описании электрических возмущений приземного слоя атмосферы использовались результаты непрерывной регистрации вертикальных компонент атмосферного электрического поля E и атмосферного тока I в MNV, а также вертикальной компоненты атмосферного электрического поля E в Центре геофизического мониторинга г. Москвы ИДГ РАН (MSK), расположенной на расстоянии ~ 85 км от MNV [Спивак и др., 2016]. Анализировались данные, полученные в начальный период извержений вулкана «Стромболи», который наблюдался соответственно 03.07.2019 г. Следует отметить: указанная дата характеризуется низкой магнитной активностью (Табл. 2) и отсутствием значимых возмущений электрического поля от природных и техногенных источников, что значительно упростило анализ влияния вулканической деятельности на рассматриваемые физические поля.

Вариации геофизических полей в период эксплозивной стадии извержения вулкана «Стромболи»

Вулкан «Стромболи», расположенный на одноименном острове в Тирренском море, активизировался по данным Национального института геофизики и вулкана-

¹ Направление осей координат: x – С-Ю, y – В-З, z – вертикально вниз

Пункты геомагнитных наблюдений

Наименование пункта наблюдения	Обозначение	Широта, град	Долгота, град	Расстояние R , км
Бельск (Польша)	BEL	51.84	20.79	~ 1514
Борок (Россия)	BOX	58.07	38.23	~ 2755
Иркутск (Россия)	IRT	54.27	104.45	~ 6564
Киев (Украина)	KIV	50.72	30.3	~ 1776
Львов (Украина)	LVV	49.9	23.75	~ 1408
Михнево* (Россия)	MHV	54.94	37.73	~ 2460
Новосибирск (Россия)	NVS	54.85	83.23	~ 5242
С.- Петербург (Россия)	SPG	29.458	29.716	~ 1686
Хабаровск (Россия)	KHB	42.39	134.69	~ 9119

Примечание: звездочкой обозначена магнитная обсерватория, не входящая в сеть ИНТЕРМАГНЕТ

**К-индекс магнитной активности в период извержения
вулкана «Стромболи» по данным MHV**

Дата	Время (UT)							
	0–3	3–6	6–9	9–12	12–15	15–18	18–21	21–24
03.07.2019	0	0	1	2	1	2	1	0

логии Италии (INGV) 03.07.2019 г. примерно в 13:50 UT (<https://geocenter.info/new/izverzenie-vulkana-stromboli-ijul>). Начало активности проявилось в виде повышенного газовыделения на участке склона, расположенного в ~ 100 м от кратера. Наиболее мощные проявления вулканической деятельности эксплозивного типа в виде интенсивного выброса пирокластического материала и быстрого формирования эруптивного облака, а затем и эруптивной колонны наблюдались в период с ~ 14:00 до ~ 17:00 UT (<https://www.volcanodiscovery.com/stromboli/eruptions/3july2019-explosion.html>).

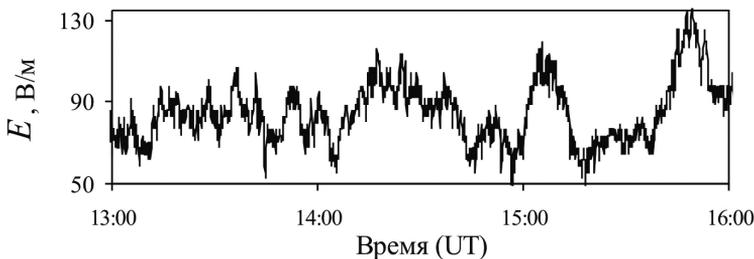


Рис. 1. Вариации вертикальной компоненты напряженности электрического поля E в период эксплозивной стадии извержения вулкана «Стромболи» (данные MHV)

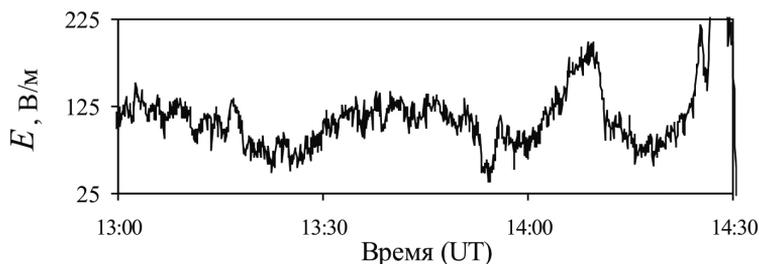


Рис. 2. Вариации вертикальной компоненты напряженности электрического поля E в период эксплозивной стадии извержения вулкана «Стромболи» (данные MSK)

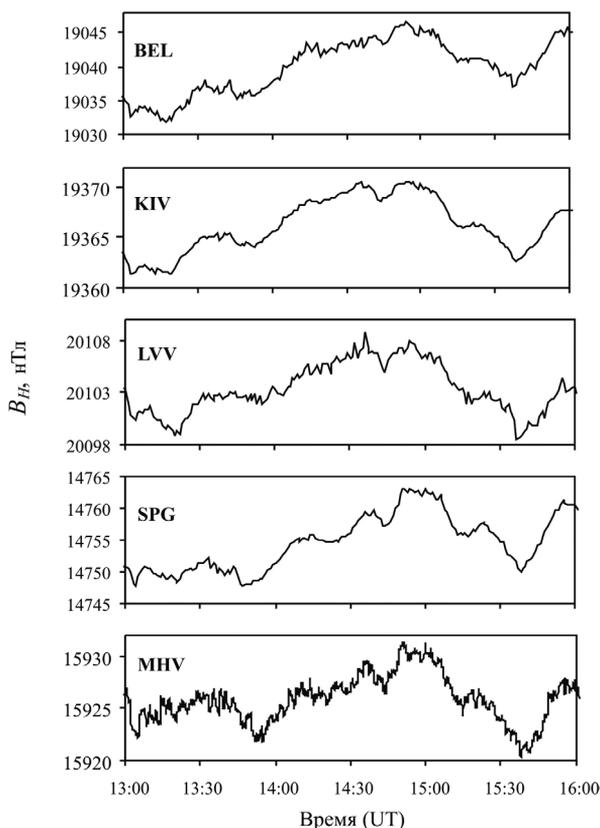


Рис. 3. Вариации магнитного поля Земли в период эксплозивной стадии извержения вулкана «Стромболи» (данные обсерваторий сети ИНТЕРМАГНЕТ и MHV)

Вариации электрического поля. Изменение хода E в период эксплозии вулкана по данным MHV представлены на рис. 1. Из данных рис. 1 следует, что примерно в 14:00–14:10 UT в MHV отмечается возмущение E в виде возникновения периодических вариаций с максимальной амплитудой ~ 80 В/м и средним периодом ~ 40 мин. Анализ данных, полученных в MSK, расположенном в мегаполисе, и геофизические условия которого по этой причине существенно отличаются от

условий MНV, также свидетельствует о том, что примерно в то же время на записях возникают аналогичные амплитудные вариации E , но с меньшим периодом (~ 25 мин) и большей амплитудой (рис. 2).

Вариации магнитного поля Земли. Характер вариаций наиболее чувствительной к внешним возмущениям горизонтальной компоненты магнитного поля B_H [Рябова, Спивак, 2019] в период начальной стадии извержения вулкана по данным разных обсерваторий отличается. В ряде обсерваторий вызванные эксплозивной стадией извержения вулкана «Стромболи» вариации характеризуются выраженным бухтообразным повышением B_H (рис. 3). Данные других обсерваторий свидетельствуют о знакопеременном характере вызванных вариаций B_H (рис. 4). При этом амплитуда бухтообразного повышения B_H характеризуется амплитудой в

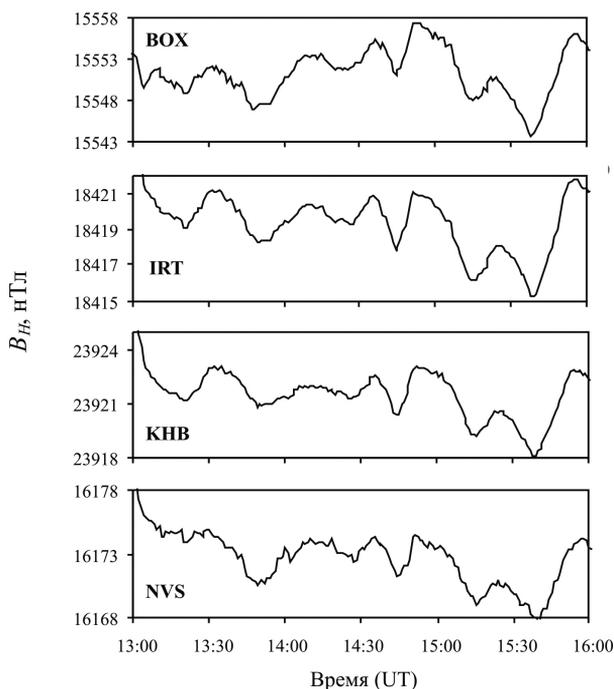


Рис. 4. Вариации магнитного поля Земли в период эксплозивной стадии извержения вулкана «Стромболи» (данные ряда обсерваторий сети ИНТЕРМАГНЕТ)

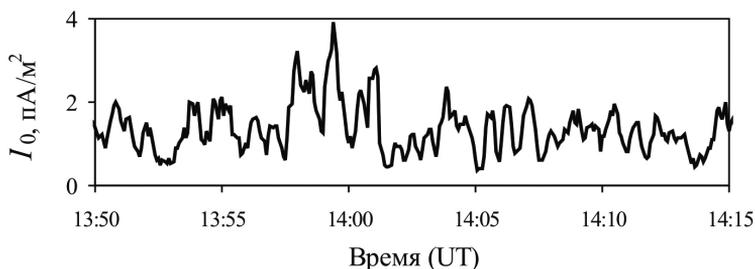


Рис. 5. Среднеквадратичное отклонение амплитуды вертикального атмосферного тока в период эксплозивной стадии извержения вулкана «Стромболи» (данные MНV)

диапазоне $\sim 5\text{--}14$ нТл (рис. 3). Вызванные периодические вариации B_H характеризуются амплитудой в диапазоне $\sim 5\text{--}10$ нТл (рис. 4) и периодом ~ 25 мин, примерно одинаковым для всех обсерваторий, данные которых приведены на рис. 4.

Атмосферный ток. Параксимальный характер начальной стадии извержения вулкана «Стромболи» оказал влияние на амплитуду атмосферного тока. Данные рис. 5 свидетельствуют о том, что в первые моменты эксплозивной стадии извержения вулкана наблюдаются повышенные значения среднеквадратичной амплитуды I_0 вертикальной компоненты атмосферного тока в обсерватории МНУ.

Акустические возмущения. Активизация вулкана «Стромболи», сопровождалась на первой эксплозивной стадии извержения резким выбросом эруптивного материала и вызвала возмущения атмосферы в виде воздушной волны, что привело, в частности, к образованию акустических колебаний, зарегистрированных в МНУ и MSK (рис. 6).

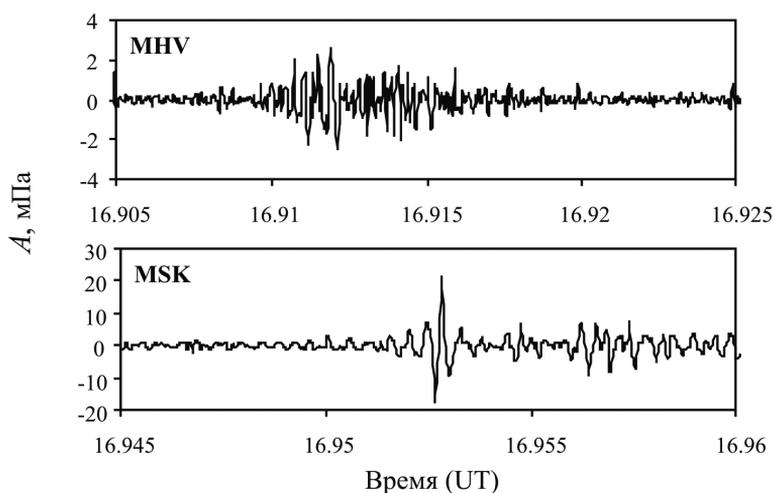


Рис. 6. Записи акустического сигнала в диапазоне частот 0.5–3 Гц, полученные в МНУ и MSK

С учетом расстояний от вулкана до МНУ (~ 2460 км) и до MSK (~ 2505 км) и скорости распространения акустических колебаний ~ 300 м/с получаем, что время запаздывания сигнала, пришедшего в MSK, относительно сигнала, пришедшего в МНУ, составляет ~ 2.5 мин, что в целом подтверждается данными, приведенными на рис. 6. Пеленг на источник, выполненный с учетом расстояния между МНУ и MSK (~ 85.6 км) и разности трасс (~ 45 км), дает азимут $\sim 232^\circ$. Это хорошо совпадает с географическим пеленгом ($\sim 231^\circ$) и является подтверждением того, что сигнал зарегистрирован от вулкана «Стромболи».

Заключение

Приведенные данные показывают, что начало извержения вулкана «Стромболи», которое имеет эксплозивный характер, сопровождалось выраженными геомагнитными вариациями, воздушной волной, а также вариациями напряженности электрического поля и амплитуды атмосферного тока на значительном расстоянии от источника возмущений. По мнению авторов, установленный

характер вызванных изменений в указанных физических полях расширяет представления о геофизических последствиях сильных вулканических извержениях, а также окажется полезным при разработке и верификации моделей активных стадий вулканических процессов.

Исследования выполнены по государственному заданию ИДГ РАН (тема АААА-А-19-119021890067-0).

Литература

Адушкин В.В., Гостинцев Ю.А., Фирстов П.П. О природе воздушных волн при сильных эксплозивных извержениях // Вулканология и сейсмология. 1984. № 5. С. 3–11.

Адушкин В.В., Овчинников В.М., Санина И.А., Ризниченко О.Ю. «Михнево»: от сейсмостанции № 1 до современной геофизической обсерватории // Физика Земли. 2016. № 1. С. 108–120.

Рябова С.А., Спивак А.А. Геомагнитные эффекты в приповерхностной зоне Земли. М.: Графитекс, 2019. – 150 с.

Спивак А.А., Локтев Д.Н., Рыбнов Ю.С. и др. Геофизические поля мегаполиса // Геофизические процессы и биосфера. 2016. Т. 15. № 2. С. 39–54.

Фирстов П.П., Акбашев Р.Р., Холзворт Р., Чернева Н.В., Шевцов Б.М. Атмосферно-электрические эффекты во время эксплозии вулкана Шивелуч 16 ноября 2014 г. // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2017. Т. 53. № 1. С. 29–37.

Фирстов П.П., Акбашев Р.Р., Жаринов Н.А., Максимов А.П., Маневич Т.М., Мельников Д.В. Электризация эруптивных облаков вулкана Шивелуч в зависимости от характера эксплозии // Вулканология и сейсмология. 2019. № 3. С. 49–62.

James M.R., Lane S.J., Gilbert J.S. Volcanic plume electrification: experimental investigation of a fracture-charging mechanism // Journal of Geophysical Research: Solid Earth/ 2000. No. 105.B7. P. 16641–16649.

Lane S.J., Gilbert J.S. Electric potential gradient changes during explosive activity at Sakurajima volcano, Japan // Bulletin of volcanology. 1992. Vol. 54. No. 7. P. 590–594.

Mather T.A., Harrison R.G. Electrification of volcanic plumes // Surveys in Geophysics. 2006. Vol. 27. No.4. P. 387–432.

УДК 550.385.37

10.26006/IDG.2019.11.38622

АКУСТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ АВАРИЙНЫХ ВЗРЫВОВ

Ю.С. Рыбнов, А.А. Спивак, В.А. Харламов

ИДГ РАН

С использованием данных инструментальных наблюдений, выполненных в геофизической обсерватории «Михнево» и Центре геофизического мониторинга Москвы ИДГ РАН, определены параметры акустических волн и выполнена оценка энергии акустических источников при взрывах на складах боеприпасов и при взрыве на НПО «Кристалл» (г. Дзержинск, 01.06.2019 г.).

Введение

Изучение влияния локальных возмущений на геофизическую среду (под геофизической средой в данном случае понимается не только совокупность нижних и верхних геосфер, но также физические поля Земли — магнитное, электрическое, акустическое) представляет особый интерес как с точки зрения установления характеристик источника возмущений и его идентификации, так и получения информации о динамических свойствах самой среды, поскольку характер и количественные характеристики реакции среды на внешние возмущения во многом определяются ее свойствами.

В настоящей работе рассматриваются акустические возмущения, вызванные несанкционированными взрывами на складах боеприпасов и взрывом на складе продукции НПО «Кристалл» в г. Дзержинске (01.06.2019 г.).

Используемые данные

В качестве исходных данных использовались результаты акустической регистрации, выполненной в Геофизической обсерватории «Михнево» (МНВ) ИДГ РАН [Адушкин и др., 2016]. Расположенная на территории обсерватории инфразвуковая станция состоит из трех микробарометров МБ-03 скважинного типа, размещенных на местности в виде треугольника с базами от 400 до 900 м. Основной акустический канал состоит из микробарометра, шумоподавляющего фильтра, воздуховода, соединяющего фильтр с микробарометром, и устройства записи информации. Микропульсации атмосферного давления через шумоподавляющий фильтр и воздуховод передаются на акустический вход микробарометра, в котором акустический сигнал преобразуется в электрический и поступает в устройство записи и хранения. Микробарометр МБ-03, которым оснащена акустическая станция, обеспечивает устойчивую регистрацию акустических сигналов амплитудой от 0.01 до 200 Па в диапазоне частот 0.0003–10 Гц. Для снижения влияния температуры на результаты регистрации основной микробарометр помещен в скважину на глубину 2.5 м.

С целью выделения полезного сигнала на фоне ветровой турбулентности в приземном слое атмосферы на входе микробарометра установлен шумоподавляющий фильтр в виде 6-лучевой звезды (рис. 1), обеспечивающий подавление помехи с коэффициентом ~ 1.5 (по амплитуде) в полосе частот 0.1–10 Гц. Для анализа формировались цифровые ряды записей с дискретностью 0.05 с.



Рис. 1. Общий вид пункта акустической регистрации с шумоподавляющим фильтром

Акустические сигналы при взрывах на складах боеприпасов

Анализ наблюдательных данных свидетельствует о том, что инфразвуковой мониторинг обеспечивает регистрацию сигналов от достаточно удаленных источников взрывного типа. Рассмотрим некоторые примеры регистрации

взрывов боеприпасов при пожарах на армейских складах и арсеналах, акустические сигналы от которых были зарегистрированы на больших расстояниях (1000 км и более).

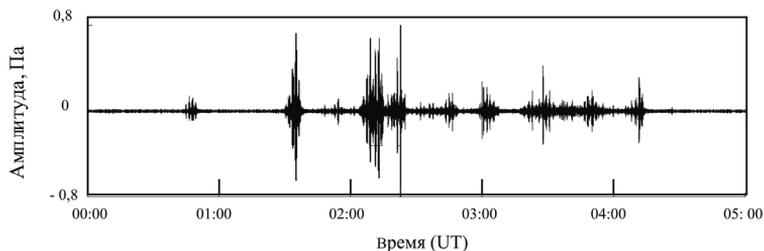


Рис. 2. Инфразвуковые сигналы в полосе 0.1–10 Гц от взрывов в п. Пугачево

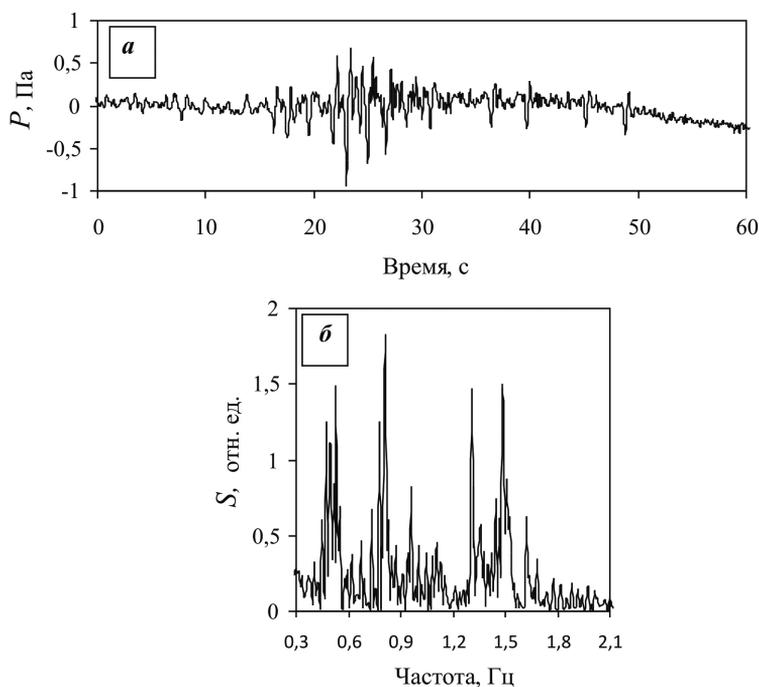


Рис. 3. Исходный инфразвуковой сигнал, вызванный взрывом в п. Пугачево (а) и его спектр S (б)

Один из инцидентов произошел 2 июня 2011 г. в 00:00 по местному времени на воинском арсенале в п. Пугачёво (~ 28 км южнее г. Ижевска), когда был зафиксирован пожар, результатом которого стали взрывы боеприпасов, продолжавшиеся на протяжении 4-х часов. Расстояние от места взрывов до МНУ ~ 975 км. На рис. 2 приведена полная запись инфразвуковых сигналов от указанного события.

Как это видно из рис. 3, в акустическом сигнале отчетливо выделяются 4 группы близких частот, что с большой вероятностью соответствуют четырем взрывам, произошедшим с небольшой задержкой. Для оценки суммарной энергии указанных взрывов в настоящей работе использовалась эмпирическая модель,

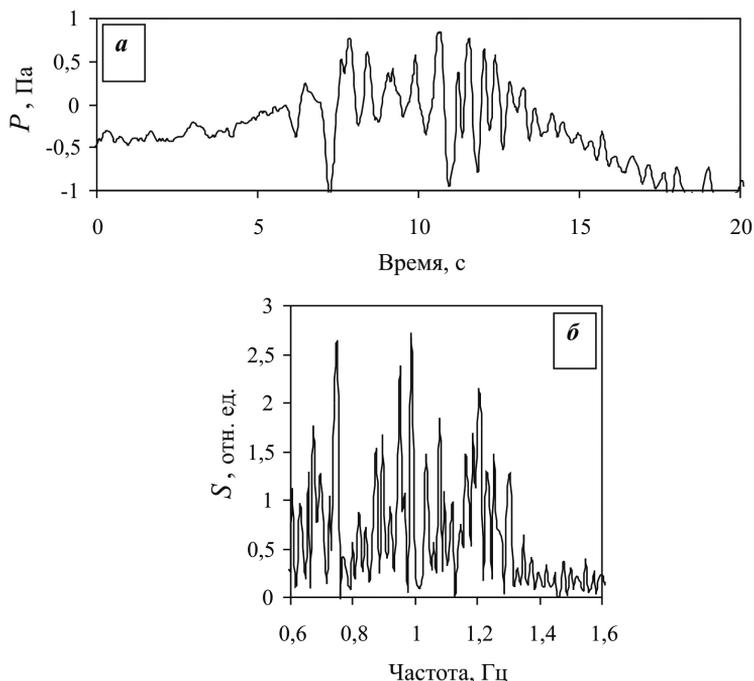


Рис. 4. Исходный инфразвуковой сигнал, вызванный инцидентом в п. Урман и его спектр

описывающая распространение акустического сигнала взрывного типа [Адушкин и др., 2019]¹. Согласно этой модели зависимость между энергией источника инфразвуковых возмущений E_0 и характерной частотой зарегистрированного сигнала f_0 вне зависимости от расстояния задается формулой:

$$E_0 \approx \frac{9.24 \cdot 10^{10}}{f_0^{2,2}} \text{ Дж} \quad (1)$$

Согласно (1) значение суммарной энергии указанных взрывов $\sim 10^{11}$ Дж или в тротиловом эквиваленте $q \sim 26$ т ТНТ. Для других взрывов, акустические сигналы которых приведены на рис. 2, оценка энергии составила от ~ 0.6 до ~ 11 т в тротиловом эквиваленте.

В качестве примера на рис. 3 в виде зависимости давления P от времени представлена запись одного из сигналов и его характерный спектр S .

Другой инцидент произошел 26.05.2011 г. в районе п. Урман Ислинского района, расположенном в ~ 100 км на восток от г. Уфы. При погрузке боеприпасов начался пожар, в результате которого в течение трех часов происходили взрывы снарядов калибра 120 мм. Расстояние от места инцидента до МНУ ~ 1220 км. На рис. 4 приведена характерная запись сигнала от нескольких одновременных взрывов и его спектральная характеристика.

Приведенный пример свидетельствует о сложном характере зарегистрированного сигнала: практически невозможно разделить сигналы, вызванные взрывами,

¹В дальнейшем для оценки энергии источника используются результаты указанной работы

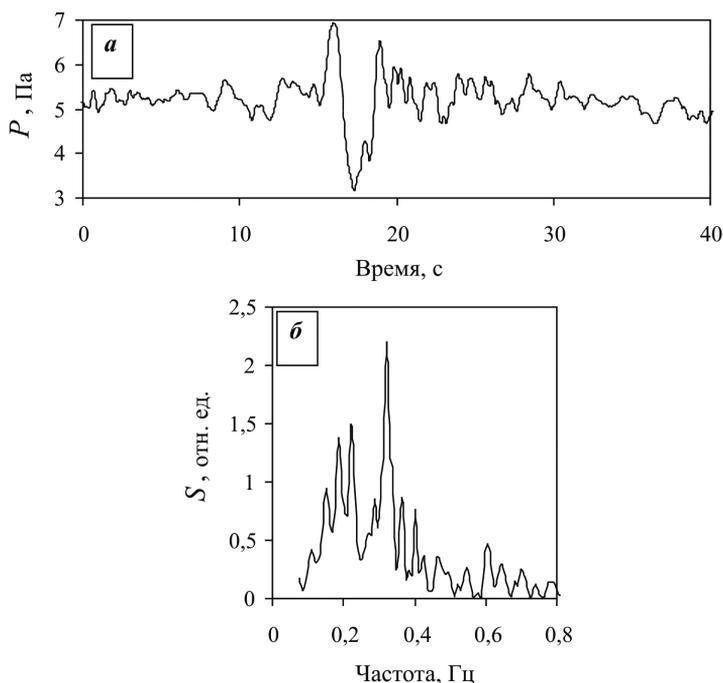


Рис. 5. Волновая форма и спектр колебаний при взрыве под г. Винницей

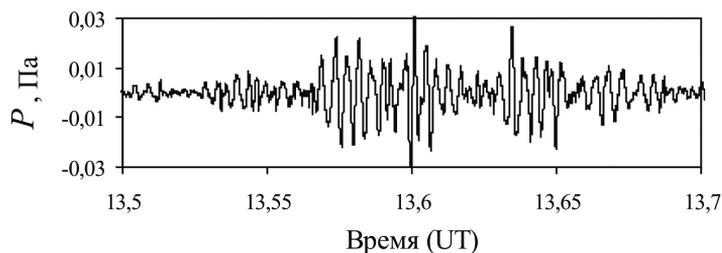


Рис. 6. Волновая форма акустического сигнала в МНВ при взрывах в д. Каменке

произошедшими с небольшими задержками. Анализ акустических записей позволил оценить интегральное значение характерной частоты 0.98 Гц, что дает оценку энергию взрывов в $\sim 7 \times 10^{10}$ Дж (~ 17 т ТНТ).

Инцидент в п. Калиновке под г. Винницей (Украина), в результате которого вечером 26 сентября 2017 г. произошли множественные взрывы боеприпасов (https://24tv.ua/ru/ukraine_tag1119), также вызвал инфразвуковые сигналы, которые успешно регистрировались в МНВ (расстояние ~ 900 км). Волновая форма и спектр зарегистрированного сигнала приведены на рис. 5. Для наиболее мощных взрывов из общей серии характерная частота акустического сигнала находится в интервале 0.32–0.43 Гц, что соответствует энергии в диапазоне 4.7×10^{11} – 9.2×10^{11} Дж ($q = 112$ – 218 т ТНТ). Согласно сделанным оценкам для менее мощных взрывов, характерная частота находится в диапазоне 2–3 Гц, что соответствует энергии в диапазоне 5.7×10^9 – 1.4×10^{10} Дж ($q = 1.4$ – 3.4 т ТНТ).

5 августа 2019 г. около 17:00 по местному времени ($\sim 10:00$ UT) рядом с деревней Каменка Ачинского района Красноярского края на территории склада

артиллерийских боеприпасов произошли несанкционированные взрывы, сопровождавшиеся мощными проявлениями в атмосфере (<https://tvk6.ru/publications/news/45123/>; <https://newslab.ru/article/913585>). Возникшие при этом воздушные волны были зарегистрированы на значительных расстояниях, в частности, в МНУ на расстоянии ~ 3233 км. На рис. 6 приведена запись акустического сигнала, полученная в МНУ. Сигнал от первого взрыва пришел в МНУ в 13.53 часа. Это определяет время распространения сигнала от источника до МНУ $\sim 3\text{h}31'48''$, что соответствует скорости распространения сигнала в ~ 300 м/с и косвенно подтверждает, что зарегистрированный сигнал соответствует такому удаленному источнику.

Акустика взрыва на НПО «Кристалл»

01 июня 2019 г. под г. Дзержинском (Нижегородская обл.) при пожаре на НПО «Кристалл» произошли взрывы. Инфразвуковые сигналы от взрывов были зарегистрированы как в МНУ, так и в Центре геофизического мониторинга г. Москвы (ЦГМ) ИДГ РАН [Спивак и др., 2016]. На расстояниях, соответственно, ~ 385 и ~ 355 км от источника.

На рис. 7 приведены записи сигналов, зарегистрированных в МНУ и ЦГМ. Выделяется три сигнала от трех взрывов. Время прихода акустического сигнала от первого взрыва в МНУ $\sim 09:13:50$ UT, в ЦГМ $\sim 09:12:05$ UT. Длительность сигнала,

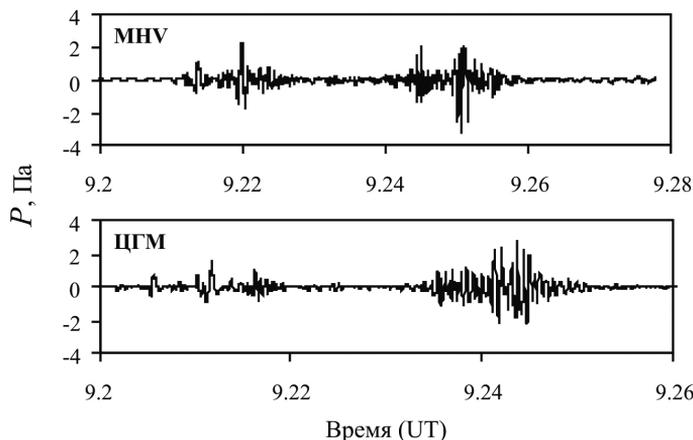


Рис. 7. Волновая форма сигналов от взрывов, зарегистрированная в МНУ и ЦГМ

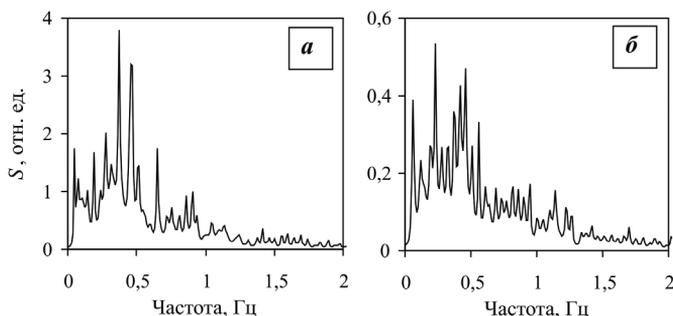


Рис. 8. Спектры акустического сигнала, вызванного взрывом на НПО «Кристалл», по данным МНУ (а) и ЦГМ (б)

составившая ~ 60 с, вероятнее всего обусловлена самим взрывом, подъемом продуктов взрыва и их горением.

На рис. 8 приведены спектры акустических сигналов от взрыва в НПО «Кристалл», рассчитанные по данным МНУ (а) и ЦГМ (б). Согласно оценкам, выполненным с использованием (1), энергии взрывов составляют величину 80–250 т ВВ, продуктов горения 30–50 т ВВ.

Заключение

Результаты работы свидетельствуют, прежде всего, о принципиальной возможности устойчивой регистрации акустических сигналов от источников взрывного типа, расположенных на существенно разных расстояниях от точки наблюдений. Более того, на записях указанных сигналов отчетливо выделяются отдельные взрывы и группы взрывов, что позволяет восстанавливать в деталях развитие картины событий взрывного типа, произошедших при взрывах боеприпасов на арсеналах, а также на специализированных производствах. Полученные данные допустимо рассматривать как некоторую основу для разработки новых подходов к определению характеристик источника и самое главное его идентификации. Последнее представляет особый интерес при рассмотрении источников взрывного типа с невысокой энергией, что важно при проведении расследований чрезвычайных происшествий, получении дополнительной информации о характерах техногенных аварий. Следует также отметить, что инфразвуковой мониторинг в большинстве случаев дает информацию о пеленге на источник и скорости распространения сигнала. Это позволяет оценивать местоположение источника.

Литература

Адушкин В.В., Овчинников В.М., Санина И.А., Ризниченко О.Ю. «Михнево»: от сейсмостанции № 1 до современной геофизической обсерватории // Физика Земли. 2016. № 1. С. 108–120.

Адушкин В.В., Рыбнов Ю.С., Спивак А.А., Харламов В.А. О связи параметров инфразвуковых волн с энергией источника // Физика Земли. 2019. № 6. С. 36–45.

Спивак А.А., Локтев Д.Н., Рыбнов Ю.С. и др. Геофизические поля мегаполиса // Геофизические процессы и биосфера. 2016. Т. 15. № 2. С. 39–54.

ГЛАВА 3

ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ГЕОСФЕРАХ

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМУЩЕНИЙ В ОБЛАСТИ ИОНОСФЕРЫ, ВЫЗВАННЫХ ВЫСЫПАНИЯМИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

А.В. Болонистова, Б.Г. Гаврилов

ИДГ РАН

Исследована связь возмущений амплитуды среднеширотных ОНЧ радиосигналов, распространяющихся в волноводе Земля – D область ионосферы, с высыпаниями заряженных частиц. Показано, что наблюдаемые ионосферные возмущения могут быть вызваны увеличением потока и энергии протонов вблизи трасс распространения радиосигналов.

Введение

Известно, что на состояние и динамику нижней ионосферы оказывают существенное влияние многие геофизические факторы, среди которых наиболее существенными являются солнечные затмения, рентгеновское излучение Солнца, магнитные и ионосферные бури, атмосферные возмущения, вызванные падением метеоритов, извержения вулканов, мощные землетрясения [Адушкин и др., 2007; Гаврилов и др., 2017, Popova et al., 2013]. Еще одним существенным агентом возмущений нижней ионосферы являются высыпания заряженных частиц [Foster, 2005]. В тоже время, систематических исследований этого вопроса практически не проводилось, что связано как со сложностью диагностики нижней ионосферы, так и ограниченным количеством данных по пространственно-временному распределению потоков высыпающихся электронов и протонов, особенно на средних широтах.

Наиболее эффективным методом изучения возмущений нижней ионосферы является анализ амплитуды и фазы очень низкочастотных (ОНЧ) сигналов сверхдлинноволновых (СДВ) радиопередатчиков. Прием таких сигналов ведется в Геофизической обсерватории ИДГ РАН «Михнево» (54.96° с.ш., 37.76° в.д.) в режиме мониторинга одновременно с исследованием других геофизических параметров. Данные по электронным и протонным высыпаниям получены с сайта NASA [<https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/archive.html>].

Постановка эксперимента

В Михнево ведется постоянный мониторинг амплитуд и фаз ОНЧ сигналов, принимаемых от СДВ радиостанций, расположенных в Европе, Азии и Северной

Америке. Расположение, коды и данные СДВ радиостанций, принимаемых в «Михнево», показаны на рис. 1 и в Таблице.

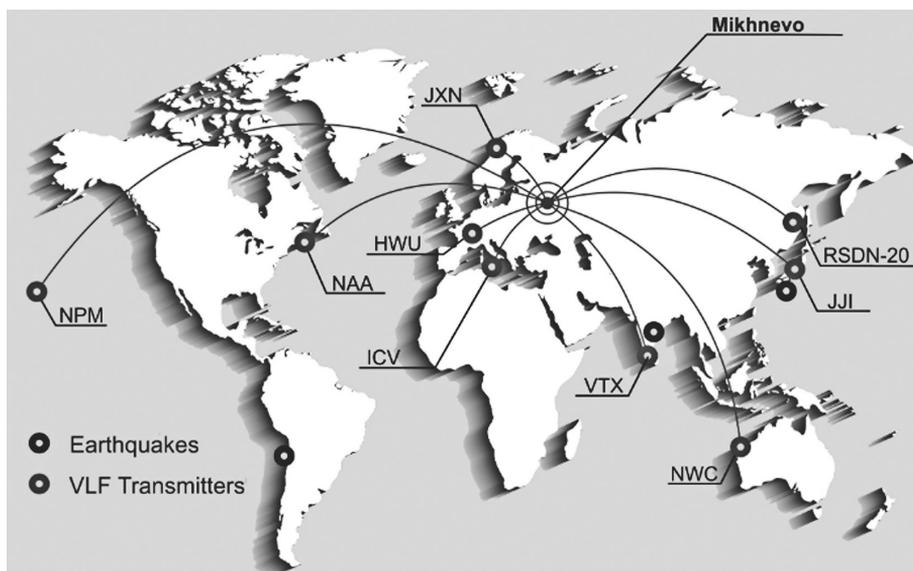


Рис. 1. Расположение СДВ передатчиков, сигналы которых принимаются ОНЧ приемниками в геофизической обсерватории ИДГ РАН «Михнево»

Таблица

Параметры СДВ передатчиков

Код станции	Частота, Гц	Широта	Долгота	Азимут от Михнево	Примечание
VTX	16300	8.387	77.753	130	юг Индии
	17000				
JXN	16400	66.9743	13.8736	325.9	север Норвегии
HWU	18300	46.713	1.245	265.4	центр Франции
	21750				
GBZ	19580	54.912	-3.278	286.9	Великобритания
NWC	19800	-21.816	114.166	113.3	северо-запад Австралии
ICV	20270	40.923	9.731	244.5	Италия, Сардиния
FTA	20900	48.545	2.579	268.1	Франция
GQD	22100	54.732	-2.883	286.3	Великобритания
DHO	23400	53.074	7.614	276.4	Германия
NAA	24000	44.645	-67.282	308.9	северо-восток США
NPM	21400	21.42	-158.151	15.1	США, Перл-Харбор
TBB	267	37.418	27.323	206.4	юго-запад Турции

Данные по протонным высыпаниям получены со спутников DMSP (Defense Meteorological Satellite Program), которые летают на высоте 833 км, имеют почти круговую полярную орбиту с наклоном 98.8° и периодом обращения

102 минуты. Подспутниковые дорожки повторяются каждые 16 суток; а глобальное покрытие Земли осуществляется за 3 суток. Для предоставления прогнозов погоды спутники используют многочисленные датчики, один из которых SSJ предназначен для измерения параметров потоков протонов и электронов. Детектор SSJ имеет 19 каналов, охватывающих диапазон энергий от 30 эВ до 30 кэВ.

Данные по энергии и потоку протонов и электронов на выбранных участках траектории спутника DMSP (рис. 2) получены с сайта [http://sd-www.jhuapl.edu/]. На диаграммах отображается среднее значение потока энергии электронов и протонов в единицу времени и информация по текущему времени и координатам траектории спутника.

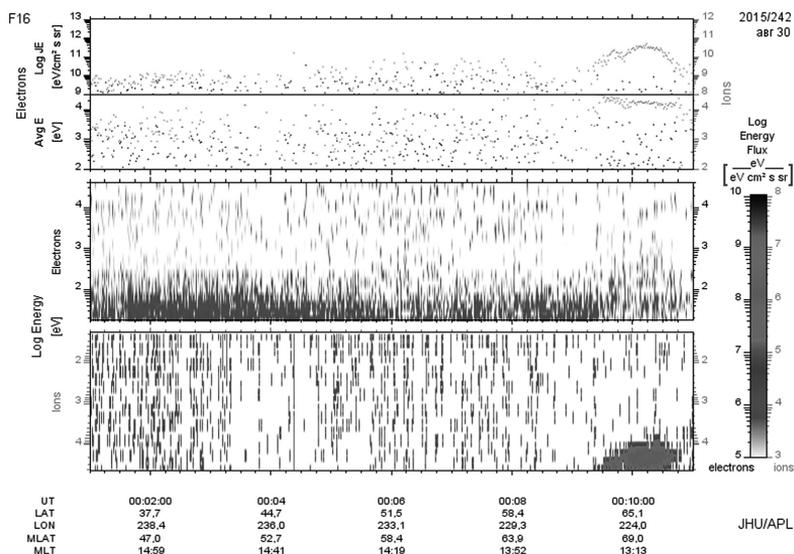


Рис. 2. Диаграмма данных детектора SSJ спутника DMSP f16 по распределению энергии электронов и протонов

В описываемом эксперименте использованы данные за 2015 год с 4 спутников DMSP, отобранные для интервалов времени, когда наблюдалось увеличение количества частиц выше установленного порога (20 частиц в секунду) по всем каналам детектора SSJ.

Работа включала два этапа. На первом для отработки алгоритма получения и селекции данных измерений потоков заряженных частиц с привязкой к географическим координатам было исследовано распределение потоков электронов и протонов по всему земному шару.

На втором этапе работы проводился совместный анализ данных по потоку протонов и электронов и параметров ОНЧ радиосигналов для европейского региона.

Результаты измерений

На рис. 3 показаны карты зон планеты, где наблюдается повышенное число протонных высыпаний. Эти регионы (рис. 3) совпадают с расположением Сибирской, Канадской и Бразильской магнитных аномалий.

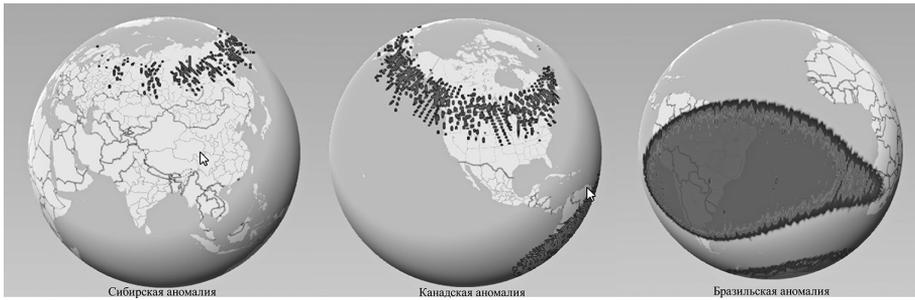


Рис. 3. Карты распределения потоков протонов по данным четырех спутников DMSP за апрель 2015 года

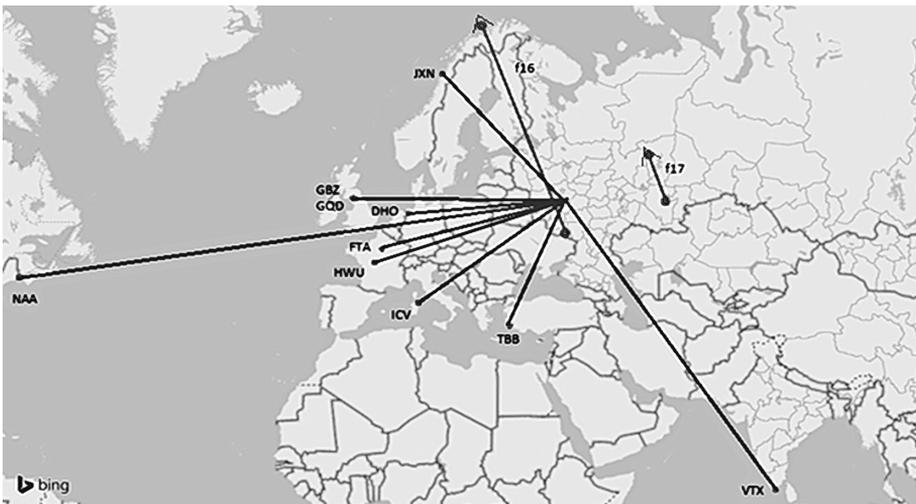


Рис. 4. СДВ трассы и проекции двух пролетов спутников DMSP f16 и f17 (линии со стрелками), при которых зарегистрирован рост потоков протонов 15 апреля 2015 года

На втором этапе работы из банка данных сигналов спутников DMSP отбирались события, в которых наблюдались одновременно рост потока протонов и возмущения амплитуды сигналов СДВ радиостанций.

15 апреля 2015 года 2 спутника с интервалом 10 мин зафиксировали ряд протонных высыпаний, совпадающих по времени с амплитудными возмущениями ОНЧ сигналов. На рис. 4 показаны трассы СДВ радиостанций вместе с проекциями пролетов спутников DMSP f16 и f17 (линии со стрелками), а на рис. 5 – диаграмма изменения потока протонов по данным этих спутников. Отметим, что траектория спутника f16 пересекла все европейские СДВ трассы, а спутник f17 прошел восточнее. Тем не менее, рост протонных высыпаний был зафиксирован обоими спутниками одновременно с возмущениями амплитуды сигналов на трассах JXN и NAA (рис. 6). День 15 апреля 2015 года характеризовался высокой геомагнитной активностью. В период времени 13–14 UT, когда было зафиксировано возмущение амплитуды сигнала на обеих трассах, Кр индекс был равен 5, пиковые значения АЕ индекса достигали 1200 нТл. Значительных возмущений в солнечном ветре не наблюдалось.

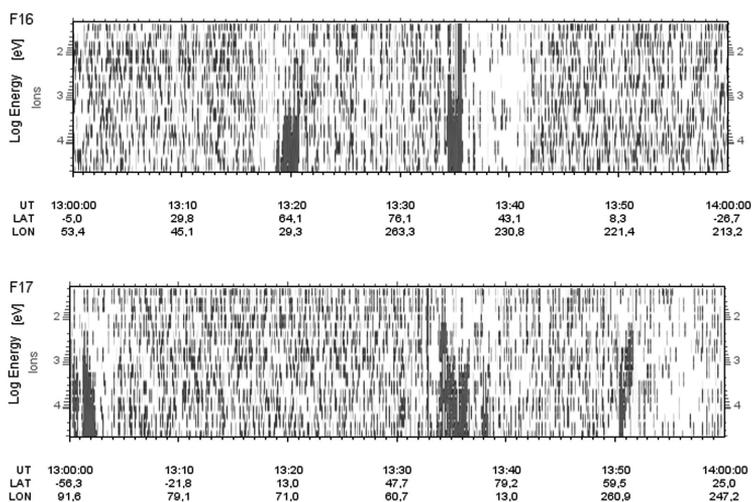


Рис. 5. Диаграммы потока энергии протонных высыпаний, зарегистрированных спутниками DMSP f16 и f17 15 апреля 2015 года за период, совпадающий с наблюдениями колебаний амплитуды ОНЧ сигнала на трассах ГФО «Михнево» – передатчики JXN, NAA

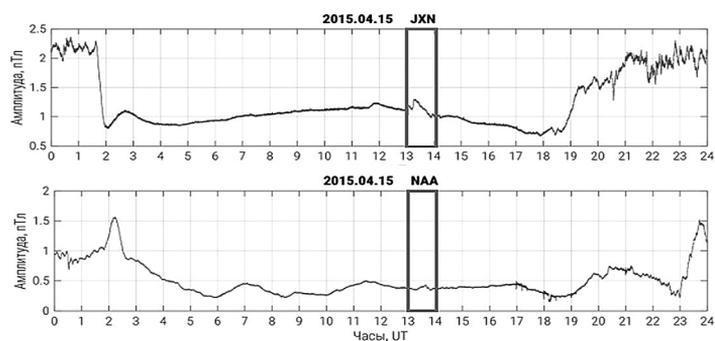


Рис. 6. Вариации амплитуды СДВ сигналов 15 апреля 2015 года на трассах «Михнево» – JXN, NAA (прямоугольниками отмечены моменты времени, когда наблюдались протонные высыпания)

27 августа 2015 г. протонные высыпания зарегистрированы спутником DMSP после того, как он прошел над трассами СДВ сигналов. Одновременная регистрация высыпаний протонов и возмущений амплитуды ОНЧ сигнала на трассах «Михнево» – JXN, NAA и NCW может быть связана с тем, что площадь высыпаний покрывала как СДВ трассы, так и район пролёта спутника (рис. 7). Отметим, что в тот же момент времени комплексом навигационных приемников ГФО «Михнево» отмечен всплеск величины полного электронного содержания (ПЭС) ионосферы (нижняя правая панель рис. 7). Геофизическая обстановка в период возмущений ОНЧ сигналов и зафиксированных протонных высыпаний была такой же, как 15 апреля: $K_p = 5$, АЕ около 1500 нТл, солнечный ветер не возмущен.

Похожая картина взаимосвязанных возмущений амплитуд ОНЧ сигналов и протонных высыпаний на участке траекторий спутников DMSP, проходивших севернее СДВ трасс, наблюдалась 9 ноября 2015 г. в период 17–18 UT (рис. 8), когда 2 спутника с интервалом в 3 минуты зафиксировали сильные высыпания недалеко от трасс «Михнево» – GQD, GBZ. При этом геофизическая обстановка была относительно спокойной: $K_p = 4$, АЕ около 500 нТл.

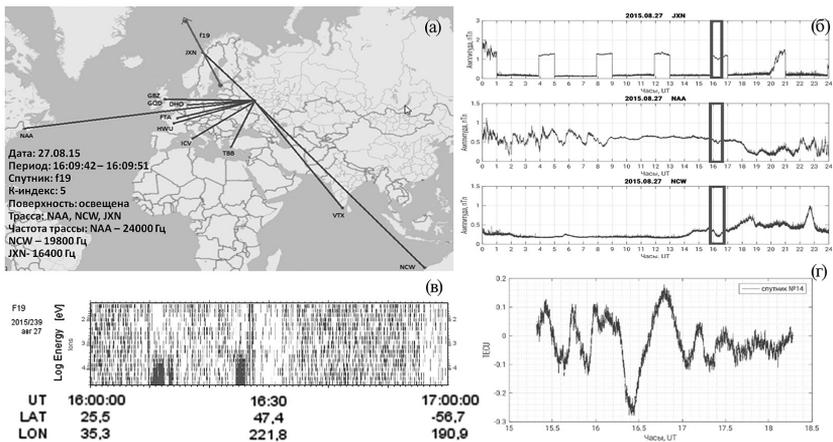


Рис. 7. Результат наблюдений 27 августа 2015 г.

(а) – участок траектории спутника DMSP f19; (б) – амплитуда ОНЧ сигналов на трассах «Михнево» – JXN, NAA, NCW; (в) – диаграмма энергии протонов по данным спутника f19; (г) – вариации ПЭС по данным навигационного приемника GPS Sigma ГФО «Михнево»

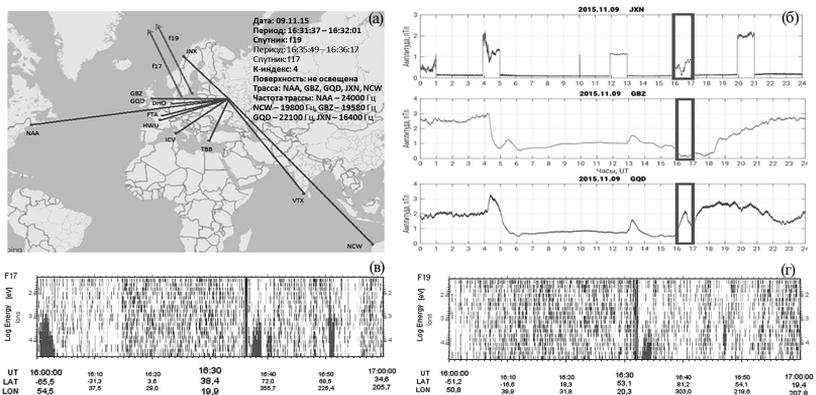


Рис. 8. Результат наблюдений 09 ноября 2015 г.

(а) – участок траектории спутников DMSP f17 и f19, (б) – амплитуда ОНЧ сигналов на трассах «Михнево» – JXN, GBZ, GQD; (в) – диаграмма энергии протонов по данным спутника f17; (г) – диаграмма энергии протонов по данным спутника f19

20 декабря 2015 г. также зарегистрирован рост потока протонов одновременно с возмущением D слоя (рис. 9). Однозначная интерпретация результатов измерений в этот день затрудняется тем обстоятельством, что возмущение амплитуд ОНЧ сигналов совпало по времени с прохождением терминатора в зоне измерений. Этот период времени всегда сопровождается сильными вариациями параметров радиосигналов. Подтверждением возмущения ионосферы в этот период времени является показанный на карте на нижней правой панели рис. 9 существенный рост полного электронного содержания в районе протонных высыпаний. На то, что отмеченные в 17–18 UT возмущения амплитуды радиосигналов могли быть связаны не только с прохождением терминатора, указывают и тот факт, что в тот же период времени наблюдались значительные возмущения геомагнитного поля ($K_p = 6$, $A_E > 1200$ нТл, Dst индекс достигал -110).

22 декабря 2015 г. траектории спутников DMSP проходили восточнее района измерения параметров ОНЧ сигналов. Однако и в этом случае отмечено совпадение по времени аномальных возмущений амплитуды ОНЧ сигналов и протонных высыпаний (рис. 10). Отметим, что спутник f16, который находился ближе к СДВ трассам, зарегистрировал протонное высыпание раньше, чем находящийся

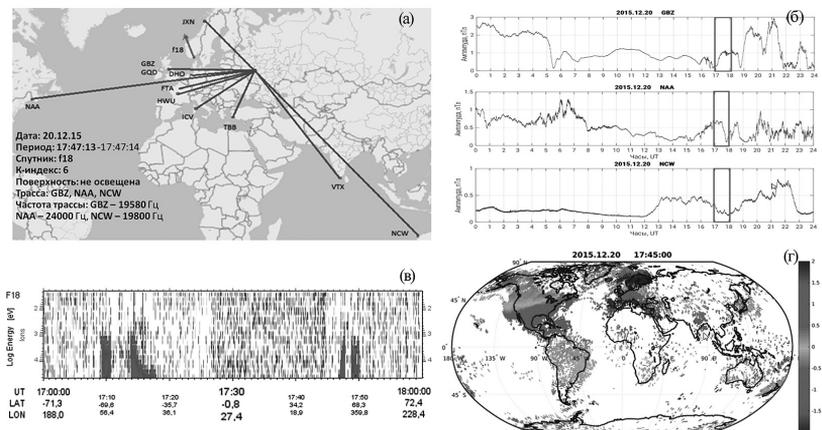


Рис. 9. Результат наблюдений 20 декабря 2015 г. (а) – участок траектории спутника DMSP f18; (б) – амплитуда ОНЧ сигналов на трассах «Михнево» – GBZ, NAA, NCV; (в) – диаграмма энергии протонов по данным спутника f18; (г) – карта отклонения значения ПЭС от медианного значения за предыдущие 27 дней по данным сети Madrigal

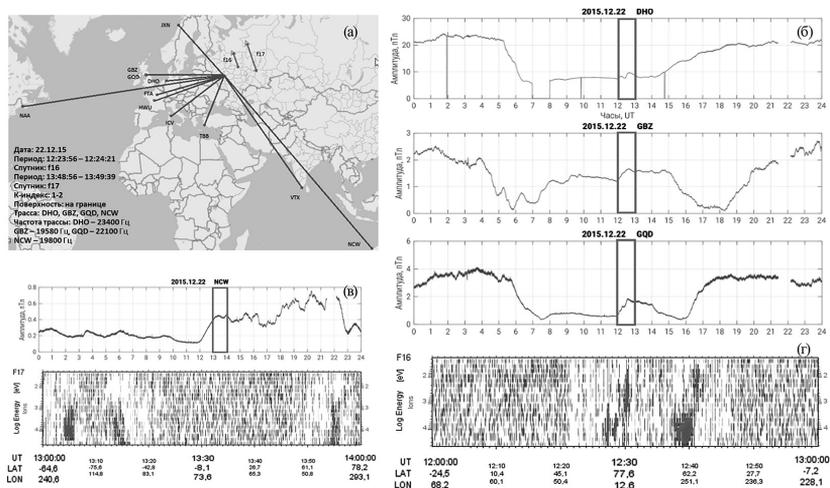


Рис. 10. Результат наблюдений 22 декабря 2015 г. (а) – участок траектории спутников DMSP f16 и f17; (б) – амплитуда ОНЧ сигналов на трассах «Михнево» – DHO, GBZ, GQD; (в) – амплитуда ОНЧ сигнала на трассе «Михнево» – NCW и диаграмма энергии протонов по данным спутника f17; (г) – диаграмма энергии протонов по данным спутника f16 за период времени, когда наблюдались колебания амплитуды на трассах «Михнево» – DHO, GBZ, GQD

восточнее спутник f17. При этом максимум потока протонов, зарегистрированный спутником f16 примерно в 12:30 UT совпадает по времени с ростом амплитуды на трассах DHO, GQD, GBZ, а максимум потока протонов, зарегистрированный спутником f17 в 13–14 UT, совпадают с ростом амплитуды на трассе «Михнево» – передатчик NCW.

Совокупность этих данных может свидетельствовать о смещении области протонных высыпаний в восточном направлении. Отметим, что в отличие от остальных представленных дней, 22 декабря характеризовалось спокойной геофизической обстановкой: $K_p = 2$, AE не более 200 нТл, Dst ~ 40.

Обсуждение и выводы

Необходимость разработки специальной методики для получения, отбора и первичной обработки данных по протонным высыпаниям по данным спутников DMSP связана в частности с тем, что траектория спутников такова, что покрытие данными на средних широтах оставляет большие пробелы (до ~ 25% по поверхности Земли), а в случае нередко обнаруживаемых сбоев аппаратуры или отсутствия данных по неизвестным причинам эти лакуны могут быть гораздо больше [http://www.iki.rssi.ru/asp/col_0002/col_0002.htm]. Это же обстоятельство приводит к тому, что получение данных по высыпаниям в нужное время и в заданном районе часто оказывается невозможным. По этой причине, как коррелирующие рассматривались случаи одновременной регистрации амплитудных возмущений ОНЧ радиосигналов и протонных высыпаний, если они были отмечены в районах, расстояние между которыми не превышало несколько сотен км.

Правомерность такого подхода связана с тем, что в зависимости от механизма возникновения высыпаний, они могут занимать площадь с широтным размером от единиц до десятков градусов [Яхнина и Яхнин, 2014].

Связь мощности и пространственно-временного распределения среднеширотных протонных высыпаний с видом и энергией гелиогеофизических возмущений также исследовалась в наших экспериментах. Этому вопросу будет посвящена отдельная публикация.

Основным результатом настоящей работы является экспериментально показанная связь характеристик ОНЧ сигналов с высыпаниями заряженных частиц. Полученные со спутников DMSP данные охватывают диапазон энергий до 32 кэВ. Этих энергий недостаточно для эффективной ионизации нижней ионосферы. Однако анализ вида энергетического спектра высыпаний показывает, что в потоке протонов могут присутствовать частицы более высоких энергий [Гаврилов и др., 2019].

Полученные в работе результаты представляются важными для интерпретации возмущений волновода Земля – нижняя ионосфера, в котором распространятся ОНЧ радиоволны, и совершенствования прогностических моделей ионосферных процессов.

Авторы выражают благодарность Ю.В. Покладу и И.А. Ряховскому за предоставленные данные измерений амплитудных и фазовых характеристик ОНЧ сигналов и значений полного электронного содержания ионосферы.

Работа выполнена в рамках Государственного задания (проект № АААА-А17-117112350014-8).

Литература

Адушкин В.В., Гаврилов Б.Г., Горелый К.И., Рыбнов Ю.С., Харламов В.А. Геофизические эффекты солнечного затмения 29 марта 2006 г. // Доклады Академии наук, том 417, № 4, 2007, С. 535–540.

Гаврилов Б.Г., Зецер Ю.И., Ляхов А.Н., Поклад Ю.В., Ряховский И.А. Пространственно-временные распределения электронной плотности в ионосфере по данным регистрации полного электронного содержания и фазы ОНЧ радиосигналов // Геомагнетизм и аэрономия, 2017, т. 57, № 4, с. 500–509. DOI: 10.7868/S001679401704006X.

Гаврилов Б.Г., Зецер Ю.И., Ляхов А.Н., Поклад Ю.В., Ряховский И.А. Коррелированные возмущения верхней и нижней ионосферы по данным синхронных измерений параметров сигналов ГНСС и радиосигналов ОНЧ диапазона // Космические исследования, 2019, том 57, № 1, с. 1–8. DOI: 10.1134/S0023420619010035.

Яхнина Т.А., Яхнин А.Г. Протонные высыпания к экватору от изотропной границы во время геомагнитной бури 20–29 ноября 2003 года // Космические исследования, 2014, том 52, № 1, с. 82–88. DOI: 10.7868/S0023420614010099.

Foster J.C., Coster A.J., Erickson P.J. et al. Multiradar observations of the polar tongue of ionization // JOURNAL OF GEOPHYSICAL RESEARCH, VOL. 110, A09S31, doi:10.1029/2004JA010928, 2005.

Popova O., Shuvalov V., Kharlamov V., Glazachev D., Rybnov Y., et al. Chelyabinsk airburst, damage assessment, meteorite recovery, and characterization // Science. 2013. V. 342. № 6162. С. 1069–1073.

УДК 551.510.535

10.26006/IDG.2019.11.38615

ИОНИЗАЦИЯ ВОЗДУХА ТЕПЛОВЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ ПЛАЗМЕННОЙ СТРУИ В АКТИВНЫХ ГЕОФИЗИЧЕСКИХ РАКЕТНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ «ФЛАКСУС»

*Т.В. Лосева, И.Б. Косарев, А.Н. Ляхов,
Ю.И. Зецер, А.В. Черменин¹*

ИДГ РАН
¹МФТИ

Предложена гипотеза ионизации воздуха тепловым излучением алюминиевой плазмы в активных геофизических ракетных экспериментах «ФЛАКСУС». Представлены оценки эффекта, выполненные по 4-х компонентной плазмохимической модели ионосферы. Показана возможность повышения концентраций и температур электронов перед фронтом плазменной струи.

Введение

В 90-х годах ИДГ РАН провел ряд активных геофизических ракетных экспериментов (АГРЭ) с использованием взрывных плазменных генераторов

[Адушкин и др., 1993; Адушкин и др., 1998; Гаврилов и др., 1998; Киселев и др., 1998; 2002б; Lynch et al., 2004; Erlandson et al., 2004]. В этих экспериментах на ионосфере Земли воздействовала струя Al плазмы с рекордными параметрами ($V \sim 40$ км/с, $E \sim 3$ МДж). Инжекция выполнялась как вдоль, так и поперек геомагнитного поля.

Анализ экспериментальных результатов показал, что динамика разлета плазмы не может быть описана только в рамках общепринятых МГД моделей [Delamere et al., 2004; Gatsonis et al., 2004]. Численное МГД моделирование процессов взаимодействия плазменной струи с геомагнитным полем дает лишь качественное согласие с данными наблюдений возмущений магнитного поля, полученными на поздней стадии эволюции плазменного образования (на больших временах после окончания инъекции). Искусственное задание начальных условий (параметров) плазмы в виде аналитически заданной сформированной симметричной конфигурации [Gatsonis et al., 2004] определяет допустимые сценарии МГД-эволюции плазмы в ионосфере. Следовательно, необходимо максимально корректное описание начальной, газодинамической стадии инъекции плазмы.

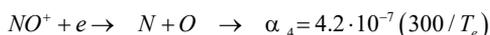
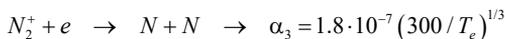
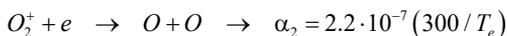
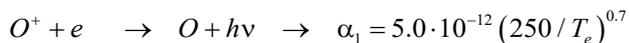
Экстремальные начальные параметры плазмы требуют учета процессов переноса излучения, что превращает задачу в радиационно-газодинамическую, в которой необходим самосогласованный расчет динамики, переноса излучения, неравновесной кинетики плазмы.

Ионизационно-рекомбинационная модель

Для оценочных расчетов возбуждения и ионизации ионосферы тепловым излучением, испущенным плазмой струи, использовалась плазмохимическая 4-х компонентная модель для ионов O^+ , O_2^+ , N_2^+ , NO^+ [Handbook of Ionospheric Models..., 1996]. Параметры невозмущенной нейтральной атмосферы такие, как концентрации нейтральных частиц O , O_2 , N_2 , H , NO и температуры ионов T_i и электронов T_e рассчитывались по модели MSIS90 1997 г. для времени и высоты проведения эксперимента «ФЛАКСУС» (15 февраля 1997 года, 5:20 местного времени, 140 км). Излучение ультрафиолетового диапазона взаимодействует с нейтральными частицами ионосферы, образуя ионы O^+ , O_2^+ , N_2^+ , NO^+ . Это взаимодействие зависит от сечений поглощения и ионизации излучением соответствующих длин волн.

В модели предполагалось, что при энерговыделении порядка 34 эВ образуется одна электрон-ионная пара [Banks and Kockarts, 1978; Binks, 1954]. Некоторые из этих электронов имеют достаточную энергию для вторичной ионизации. Фоновые концентрации рассматриваемых ионов задавались по модели IRI2016 [<http://iriweb.org>]. В модели рассматриваются следующие реакции (температура ионов в нашем случае меньше 1000 К):

1. Реакции рекомбинации:



2. Реакции перезарядки:



$$\begin{aligned}
O^+ + N_2 &\rightarrow N + NO^+ \rightarrow \gamma_2 = 1.53 \cdot 10^{-12} - 5.92 \cdot 10^{-13} \cdot T_i / 300 + 8.6 \cdot 10^{-14} (T_i / 300)^2 \\
O^+ + O_2 &\rightarrow O + O_2^+ \rightarrow \gamma_3 = 2.82 \cdot 10^{-11} - 7.74 \cdot 10^{-12} \cdot T_i / 300 + 1.07 \cdot 10^{-12} \cdot (T_i / 300)^2 - \\
&- 5.17 \cdot 10^{-14} \cdot (T_i / 300)^3 \\
O^+ + NO &\rightarrow O + NO^+ \rightarrow \gamma_4 = 8.36 \cdot 10^{-13} - 2.02 \cdot 10^{-13} \cdot (T_i / 300) + 6.95 \cdot 10^{-14} \cdot (T_i / 300)^2 \\
O_2^+ + NO &\rightarrow O_2 + NO^+ \rightarrow \gamma_5 = 4.4 \cdot 10^{-10} \\
O_2^+ + N_2 &\rightarrow NO + NO^+ \rightarrow \gamma_6 = 2.0 \cdot 10^{-16} \\
N_2^+ + O_2 &\rightarrow NO + NO^+ \rightarrow \gamma_7 = 3.0 \cdot 10^{-14} \\
N_2^+ + O &\rightarrow N + NO^+ \rightarrow \gamma_8 = 1.4 \cdot 10^{-10} \cdot (300 / T_i)^{0.44} \\
N_2^+ + O_2 &\rightarrow N_2 + O_2^+ \rightarrow \gamma_9 = 7.0 \cdot 10^{-11} \\
N_2^+ + NO &\rightarrow N_2 + NO^+ \rightarrow \gamma_{10} = 3.3 \cdot 10^{-10} \\
N_2^+ + O &\rightarrow N_2 + O^+ \rightarrow \gamma_{11} = 1.0 \cdot 10^{-12} \cdot (300 / T_i)^{0.23}
\end{aligned}$$

В рамках предлагаемой модели уравнения непрерывности для заряженных компонент записываются в виде:

$$\begin{aligned}
\frac{dN_{O^+}}{dt} &= q_{O^+} + \gamma_{11} N_O N_{N_2^+} - \alpha_1 N_{O^+} N_e - N_{O^+} (\gamma_1 N_{N_2} + \gamma_2 N_{N_2} + \gamma_3 N_{O_2} + \gamma_4 N_{NO}) \\
\frac{dN_{O_2^+}}{dt} &= q_{O_2^+} + \gamma_3 N_{O_2} N_{O^+} + \gamma_9 N_{O_2} N_{N_2^+} - \alpha_2 N_{O_2^+} N_e - N_{O_2^+} (\gamma_5 N_{NO} + \gamma_6 N_{N_2}) \\
\frac{dN_{N_2^+}}{dt} &= q_{N_2^+} + \gamma_1 N_{O^+} N_{N_2} - \alpha_3 N_{N_2^+} N_e - N_{N_2^+} (\gamma_7 N_{O_2} + \gamma_8 N_{NO} + \gamma_9 N_{O_2} + \gamma_{10} N_{NO} + \gamma_{11} N_O) \\
\frac{dN_{NO^+}}{dt} &= q_{NO^+} + N_{O^+} (\gamma_2 N_{N_2} + \gamma_4 N_{NO}) + N_{O_2^+} (\gamma_5 N_{NO} + \gamma_6 N_{N_2}) + \\
&+ N_{N_2^+} (\gamma_7 N_{O_2} + \gamma_8 N_{NO} + \gamma_{10} N_{NO}) - \alpha_4 N_{NO^+} [N_e] \\
\frac{dN_e}{dt} &= q - N_e (\alpha_1 N_{O^+} + \alpha_2 N_{O_2^+} + \alpha_3 N_{N_2^+} + \alpha_4 N_{NO^+}),
\end{aligned} \tag{1}$$

где N_K (см^{-3}) – концентрация компоненты K , $q = E/W$, где E ($\text{эВ} \cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$) – энерговыделение за счет поглощения ионизирующего излучения (включая фоновое солнечное), W – средняя энергия, затраченная на производство одной электрон-ионной пары [Binks, 1954].

В качестве основных физических процессов, ответственных за изменение температуры электронов рассматривается процесс нагрева электронов излучением и потери их энергии на упругие столкновения с положительными ионами, на упругие и неупругие столкновения с атомами и молекулами окружающего воздуха, на вращательное и колебательное возбуждение молекул кислорода и азота [Stubbe, 1972]. В модели использованы следующие аналитические аппроксимации для всех рассматриваемых процессов потерь энергии [Stubbe, 1972; Banks and Kockarts 1973; Schunk, 1978; Кринберг, 1978].

Диссоциативная рекомбинация:

$$Q_{eN_2^+} = N_e N_{N_2^+} \cdot 8.5 \cdot 10^{-9} \quad Q_{eO_2^+} = N_e N_{O_2^+} \cdot 5.5 \cdot 10^{-9} \quad Q_{eNO^+} = N_e N_{NO^+} \cdot 1.1 \cdot 10^{-8}$$

Упругие столкновения электронов с ионами и нейтральными частицами:

$$Q_{ei} = N_e N_i \cdot 7 \cdot 10^{-6} T_e^{-3/2} M_i^{-1} (T_e - T_i)$$

$$Q_{eO_2} = N_e N_{O_2} \cdot 1.21 \cdot 10^{-18} T_e^{1/2} (T_e - T_n) (1 + 3.6 \cdot 10^{-2} T_e^{1/2})$$

$$Q_{eN_2} = N_e N_{N_2} \cdot 1.77 \cdot 10^{-19} T_e (T_e - T_n) (1 - 1.21 \cdot 10^{-4} T_e)$$

$$Q_{eO} = N_e N_O \cdot 5.3 \cdot 10^{-19} T_e^{1/2} (T_e - T_n) (1 + 5.7 \cdot 10^{-4} T_e)$$

$$Q_{eHe} = N_e N_{He} \cdot 2.46 \cdot 10^{-17} T_e^{1/2} (T_e - T_n)$$

$$Q_{eH} = N_e N_H \cdot 9.63 \cdot 10^{-16} (1 - 1.35 \cdot 10^{-4} T_e) T_e^{1/2} (T_e - T_n)$$

Вращательное возбуждение молекул кислорода и азота:

$$Q_{rO_2} = N_e N_{O_2} \cdot 7.0 \cdot 10^{-14} T_e^{-1/2} (T_e - T_n) \quad Q_{rN_2} = N_e N_{N_2} \cdot 2.8 \cdot 10^{-14} T_e^{-1/2} (T_e - T_n)$$

Колебательное возбуждение молекул кислорода и азота:

$$Q_{vO_2} = N_e N_{O_2} \cdot 7.45 \cdot 10^{-13} \exp\left(f_1 \frac{T_e - 700}{700 T_e}\right) \left[1 - \exp\left(-3000 \frac{T_e - T_n}{T_e T_n}\right)\right], \text{ где}$$

$$f_1 = 3.902 \cdot 10^3 + 4.38 \cdot 10^2 \tanh\left[4.56 \cdot 10^{-4} (T_e - 2400)\right]$$

$$Q_{vN_2} = N_e N_{N_2} \cdot 2.99 \cdot 10^{-12} \exp\left(f_2 \frac{T_e - 2000}{2000 T_e}\right) \left[1 - \exp\left(-g \frac{T_e - T_n}{T_e T_n}\right)\right], \text{ где}$$

$$f_2 = 1.06 \cdot 10^4 + 7.51 \cdot 10^3 \tanh\left[1.10 \cdot 10^{-3} (T_e - 1800)\right]$$

$$g = 3300 + 1.233 (T_e - 1000) - 2.056 \cdot 10^{-4} (T_e - 1000) (T_e - 4000)$$

Возбуждение уровня 1D атома O :

$$Q_{seO} = N_e N_O \cdot 1.57 \cdot 10^{-12} \exp\left(f_3 \frac{T_e - 3000}{3000 T_e}\right) \left[1 - \exp\left(-22713 \frac{T_e - T_n}{T_e T_n}\right)\right]$$

$$f_3 = 2.4 \cdot 10^4 + 3.0 \cdot 10^{-1} (T_e - 1500) - 1.947 \cdot 10^{-5} (T_e - 1500) (T_e - 4000)$$

Возбуждение тонкой структуры атома O :

$$Q_{fO} = N_e N_O \cdot 3.4 \cdot 10^{-12} T_n^{-1} (1 - 7 \cdot 10^{-5} T_e) (T_e - T_n)$$

$$Q = Q_{ei} + Q_{eN_2^+} + Q_{eO_2^+} + Q_{eNO^+} + Q_{eO_2} + Q_{eN_2} + Q_{eO} + Q_{eHe} + Q_{eH} + Q_{eO_2} + Q_{rN_2} + Q_{rO} + Q_{vN_2} + Q_{seO} + Q_{fO}$$

где Q (эВ·см⁻³с) – полные потери энергии электронов.

Температура электронов в приближении идеального электронного газа [Кринберг, 1978] описывается уравнением:

$$\frac{3k_B}{2} \frac{d(T_e N_e)}{dt} = (\varepsilon_T E - Q)$$

где k_B – постоянная Больцмана, ε_T – энергия, переходящая в среднем к тепловым электронам от одного вновь образовавшегося фотоэлектрона. Использовалась экспериментальная зависимость ε_T от степени ионизации $\alpha = N_e/(N_{O_2} + N_{N_2} + 0.1 N_0)$ [Swartz, 1972], которая была аппроксимирована выражением: $\varepsilon_T = \exp(0.219 \cdot \ln \alpha + 2.646)$.

Решение системы уравнений (1)–(2) позволяет получить зависимость от времени концентраций и температур электронов в различных точках пространства.

Результаты расчетов

Описанная выше плазмохимическая модель была использована для оценки ионизации и возбуждения ионосферы под действием излучения алюминиевой струи, инжектируемой в воздух на высоте экспериментов «ФЛАКСУС» (высота 140 км, плотность окружающей среды 3.10^{-12} г/см³). Зависимость энерговыделения $E(t)$ рассчитывалась с помощью численного моделирования начальной стадии динамики плазменной струи в рамках радиационно-газодинамической модели, описанной в работах [Лосева и др., 2016; 2017; 2018]. В этой модели предполагалось, что пары алюминия находятся в состоянии локального термодинамического равновесия.

При проведении расчетов были использованы таблицы термодинамических и оптических свойств паров алюминия [Косарев, 2017] и воздуха [Авилова и др., 1970]. Для решения системы уравнений, записанной в лагранжевых координатах (секторное приближение), использовалась неявная абсолютно устойчивая полностью консервативная схема для решения газодинамических уравнений, описывающих движение паров алюминия, и диффузионное приближение для самосогласованного расчета переноса излучения. Граничное условие на границе расширяющейся области соответствовало давлению окружающего воздуха на рассматриваемой высоте. Характеристики свечения возмущенной области рассчитывались независимым интегрированием уравнений переноса излучения вдоль совокупности большого количества лучей, проходящих в точку наблюдения через расчетную область.

В расчетах радиационно-газодинамических процессов в алюминиевой плазме рассматривались следующие группы по длинам волн (энергиям фотонов): инфракрасное излучение $41 \div 1.13$ мкм ($0.03 \div 1.1$ эВ), $i = 1$; видимый свет $1.13 \div 0.41$ мкм ($1.1 \div 3.1$ эВ), $i = 2$; ультрафиолетовый диапазон $0.4 \div 0.26$ мкм ($3.1 \div 6$ эВ), $i = 3$; $0.26 \div 0.14$ мкм ($6 \div 9$ эВ), $i = 4$; $0.14 \div 0.06$ мкм ($9 \div 20$ эВ), $i = 5$ и рентгеновское излучение $0.06 \div 0.016$ мкм ($20 \div 81$ эВ), $i = 6$.

Рассмотрим результаты расчетов для сценария инжекции алюминиевой струи, параметры которого приведены на рис. 1. В этом эксперименте инжекция выполнялась поперек геомагнитного поля. На рис. 2 приведены зависимости от времени интенсивности ионизирующего излучения (i – номер группы фотонов) ультрафиолетового и рентгеновского диапазонов, испущенного горячей плазмой алюминия в направлении движения струи.

Функция $q(t)$ существенно меняется при изменении расстояния от края алюминиевой плазмы до точки наблюдения. На рис. 3 приведены зависимости $q(t)$ на расстояниях R от среза сопла. Кривые обрываются в момент достижения плазмой струи расстояния R .

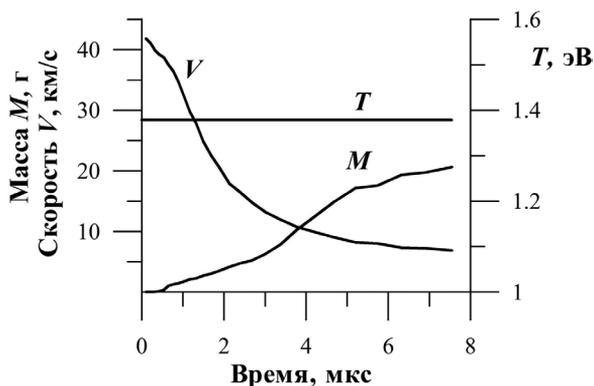


Рис. 1. Зависимости от времени массы, скорости и температуры алюминиевой плазмы на срезе сопла

Результаты решения системы уравнений (1)–(2) с включением источника ионизирующего ультрафиолетового излучения, испущенного плазменной струей (включая фоновое солнечное), приведены на рисунках 4 и 5. На рис. 4 показано изменение температуры и концентрации электронов в двух точках перед струей: на расстоянии 1 м от среза сопла (сплошные кривые) и на расстоянии 10 м (пунктир). Так выглядели бы приведенные параметры на больших временах, то есть на временах выхода на фоновые значения, соответствующие рассматриваемой высоте 140 км и времени проведения эксперимента «ФЛАКСУС». Кружками отмечены моменты прекращения импульса излучения вследствие достижения приведенных значений R фронтом струи. Фоновое значение концентрации нейтралов $\sim 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, на этих расстояниях степень ионизации $\alpha \sim 10^{-7} - 10^{-4}$. Согласно [Schwarz, 1972], в этом диапазоне α рассматриваемая ионизационно-рекомбинационная модель применима.

Результаты расчетов динамики основных радиационно-газодинамических параметров алюминиевой струи и параметров ионизованного воздуха перед

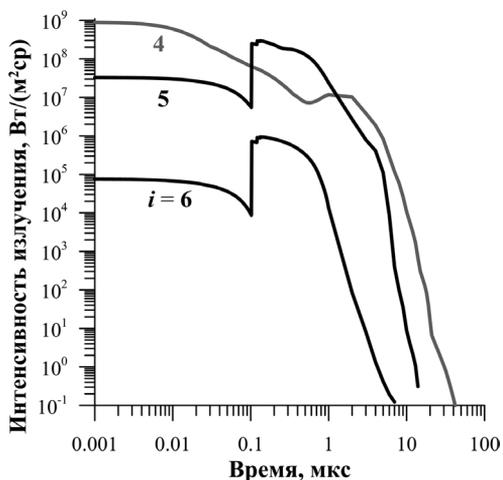


Рис. 2. Зависимость от времени интенсивностей излучения групп фотонов УФ и рентгеновского диапазонов

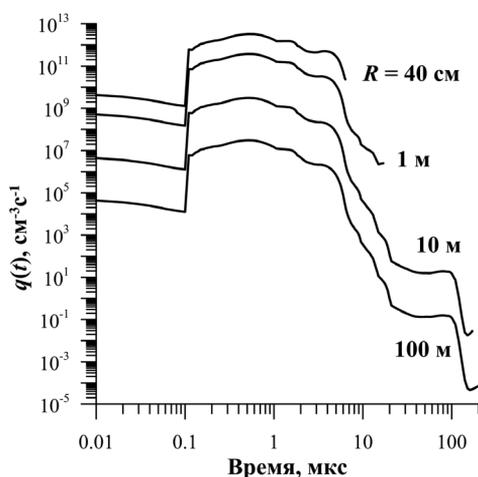


Рис. 3. Зависимости $q(t)$ на расстояниях R от среза сопла

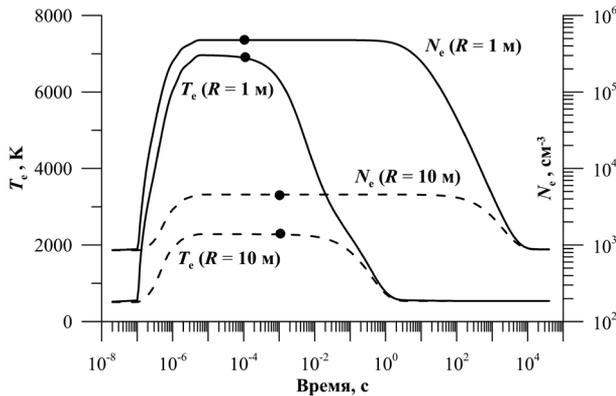


Рис. 4. Зависимость от времени температуры и концентрации электронов в двух точках перед струей: на расстоянии 1 м от среза сопла (сплошные кривые) и 10 м (пунктир). Кружки соответствуют времени окончания импульса излучения

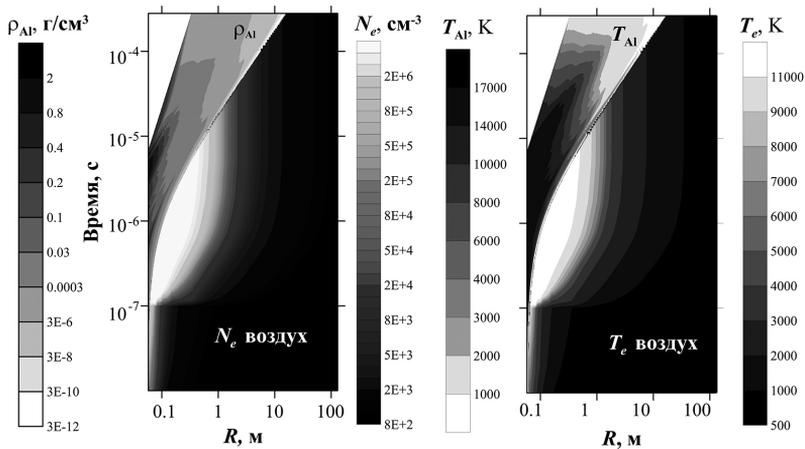


Рис. 5. Пространственно–временные распределения плотности алюминиевой плазмы ρ_{Al} в струе, ее температуры T_{Al} , концентрации N_e и температуры T_e электронов в окружающем воздухе, ионизованном излучением, испущенным горячей алюминиевой плазмой. Здесь R – расстояние от среза сопла +5 см

фронтом струи приведены на рис. 5. Расчеты N_e и T_e показали, что тепловое излучение струи может вызывать повышение электронной температуры в 20 раз, и рост концентрации электронов на 4 порядка, что соответствует степени ионизации фоновой среды $\sim 10^{-4}$. Размер области ионизации оценивается в ~ 100 м от среза сопла.

Выводы

В рамках радиационной газодинамики Al-плазмы и ионизационно-рекомбинационной модели ионосферы показано, что тепловое излучение из потока плазмы на начальной стадии может создавать в окружающей среде ионизационный предвестник. Дальнейшая верификация выдвинутой гипотезы и оценка важности этого процесса будет проводиться сравнением с данными спектральных измерений в эксперименте North Star.

Литература

Авилова И.В., Биберман Л.М., Воробьев В.С., Замалин В.М., Кобзев Г.А., Лагарьков А.И., Мнацаканян А.Х., Норман Г.Э. Оптические свойства горячего воздуха: Справочник / под ред. Л.М. Бибермана. М.: Наука, 1970. – 320 с.

Адушкин В.В., Зецер Ю.И., Киселев Ю.Н., Немчинов И.В., Христофоров Б.Д. Активные геофизические ракетные эксперименты с инъекцией плазменной струи в ионосфере // ДАН АН СССР. 1993. Т. 31. № . С. 486–489.

Адушкин В.В., Зецер Ю.И., Гаврилов Б.Г., Грыцькив И.В., Киселев Ю.Н., Романовский Ю.А., Рыбаков В.А., Менг Ч.-И., Эрландсон Р., Стоянов Б. Активные эксперименты «Флаккус 1,2»: исследование взаимодействия плазменной струи с геофизической средой на высоте 140 км // ДАН РФ. 1998. Т. 361. № 6. С. 818–821.

Гаврилов Б.Г., Зецер Ю.И., Подгорный А.И., Подгорный И.М., Собянин Д.Б. Взаимодействие потоков плазмы с геомагнитным полем в экспериментах «Флаккус» // Динамические процессы в геосферах под действием внешних и внутренних потоков энергии и вещества (геофизика сильных возмущений): Сб. научн. тр. М.: ИДГ РАН, 1998. С. 168–180.

Киселев Ю.Н., Гаврилов Б.Г., Зецер Ю.И., Поклад Ю.В., Рыбаков В.А. Радиационные характеристики и динамика области взаимодействия высокоскоростной струи с ионосферой в геофизических ракетных экспериментах "FLUXUS" // Динамические процессы в геосферах под действием внешних и внутренних потоков энергии и вещества (геофизика сильных возмущений): Сб. научн. тр. М.: ИДГ РАН, 1998. С. 181–190.

Киселев Ю.Н., Зецер Ю.И., Поклад Ю.В., Рыбаков В.А. Возникновение сильно ионизированного предвестника перед движущейся в разреженном воздухе высокоскоростной плазменной струей // Нестационарные процессы в верхних и нижних оболочках Земли (геофизика сильных возмущений): Сб. научн. тр. М.: ИДГ РАН, 2002б. С. 323–331.

Косарев И.Б. Радиационные свойства алюминиевой плазмы // Динамические процессы в геосферах. Вып. 9: Сб. научн. тр. ИДГ РАН. М.: Графитекс. 2017. С. 102–110.

Кринберг И.А. Кинетика электронов в ионосфере и плазмосфере Земли. М.: Наука. 1978. – 215 с.

Лосева Т.В., Голубь А.П., Косарев И.Б., Ляхов А.Н., Поклад Ю.В., Гаврилов Б.Г., Зецер Ю.И., Черменин А.В. Начальная стадия развития плазменной струи в активных геофизических ракетных экспериментах // Динамические процессы в геосферах. Вып. 9: Сб. научн. тр. ИДГ РАН. М.: Графитекс. 2017. С. 102–110.

Лосева Т.В., Голубь А.П., Косарев И.Б., Зецер Ю.И., Ляхов А.Н., Черменин А.В. Свечение высокотемпературного алюминиевого облака на начальной стадии его разлета в ионосфере // Сб. научн. тр. М.: ИДГ РАН, 2018. Вып. 10. С. 193–200.

Лосева Т.В., А.П. Голубь, А.Н. Ляхов, И.Б. Косарев. Радиационный эффект Челябинского болида // Письма в ЖЭТФ. 2016. Т. 103. Вып. 11–12. С. 773–779.

Banks P.M., Kockarts G. // *Aeronomy*. 1973. Academic Press. P. 430.

Binks W. Energy by ion pair // *Acta Radiologica*. 1954. 41:sup117. P. 85–104.

Delamere P.A, Stenbaek-Nielsen H.C., R.F. Pfaff R.F., Erlandson R.E., Meng C.I., Zetzer J.I., Kiselev Y.N, Gavrilov B.G. Dynamics of the Active Plasma Experiment North Star Artificial Plasma Jet // *Journal of Spacecraft and Rockets*. 2004. V. 41. No. 4. P. 503–508.

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.C., Lynch K.A., Pfaff R.F.

Delamere P.A., Bounds S., Gatsonis N.A. North Star Plasma-Jet Space Experiment // Journal of Spacecraft and Rockets. 2004. V. 41. No. 4. P. 483–489.

Gatsonis N.A., DeMagistris M., Erlandson R.E. Three-Dimensional Magnetohydrodynamic Modeling of Plasma Jets in North Star Space Experiment // Journal of Spacecraft and Rockets. 2004. V. 41. No. 4. P. 509–520.

Lynch K.A., Torbert R.B., Chutter M., Erlandson R.E., Meng C.I., Zetzer J.I., Gavrilov B.G., Kiselev Y.N. Active Plasma Experiment: North Star Particle Data // Journal of Spacecraft and Rockets. 2004. V. 41. No. 4. P. 496–502.

Schunk R.W., Nagy A.F. Electron Temperatures in the F Region of the Ionosphere: Theory and Observations // Journal of Reviews of Geophysics and Space Physics. 1978. V.16 No. 3. P. 355–399.

Stubbe P., Varnum W.S. Electron energy transfer rates in the ionosphere // Journal of Planet. Space Sci. 1972. V. 20. P 1121–1126.

Swartz W.E., Nisber J.S. Revised Calculations of F Region Ambient Electron Heating by Photoelectrons // Journal of Geophysical Research. 1972. V. 77. No. 31. P. 6259–6261.

Solar-Terrestrial Energy Program: Handbook of Ionospheric Models. 1996. Ed. R.W. Schunk. – 295 p.

УДК 550.385.37

10.26006/IDG.2019.11.38627

ВАРИАЦИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПРИЗЕМНОЙ АТМОСФЕРЫ В ПЕРИОДЫ МАГНИТНЫХ БУРЬ

А.А. Спивак, С.А. Рябова

ИДГ РАН

Приведены результаты инструментальных наблюдений за электрическим полем в приземном слое атмосферы, выполненных в обсерватории «Михнево» ИДГ РАН в периоды сильных магнитных бурь. Показано, что магнитные возмущения с К-индексом, превышающим 5, сопровождаются вариациями вертикальной компоненты электрического поля Земли. При этом установлено, что характер вариаций различается при разных событиях: в одних случаях наблюдается бухтообразное уменьшение, в других – рост, либо знакопеременное изменение напряженности электрического поля. В целом амплитуда вариаций электрического поля характеризуется величиной 5–20 В/м.

Введение

Временные вариации электрического поля в приземном слое Земли определяются многими факторами, среди которых следует особо отметить сильные возмущения магнитного поля. Магнитные бури вызывают усиление ионосферного электрического поля, что приводит к вариациям градиента потенциала электрического поля у земной поверхности [Апсен и др., 1988; Бандилет и др., 1986]. При

этом эффект проявляется более ярко в авроральных и полярных широтах [Клейменова и др., 2010; 2012; Frank-Kamenetsky et al., 2001; Olson, 1971; Sao, 1967], хотя неоднократно вызванные магнитными бурями возмущения электрического поля отмечались и в средних широтах [Клейменова и др., 2008; Никифорова и др., 2005; Смирнов и др., 2013; Смирнов, 2014].

В настоящей работе рассматривается эффект магнитных бурь в вариациях электрических характеристик атмосферы в среднеширотной Геофизической обсерватории «Михнево» ИДГ РАН (MNV) [Адушкин и др., 2016] и в Центре геофизического мониторинга г. Москвы ИДГ РАН (MSK) [Спивак и др., 2016].

Используемые данные

При выполнении исследований использовались данные непрерывной регистрации трех компонент магнитного поля¹: вертикальных компонент атмосферного электрического поля E и атмосферного тока I в MNV², а также вертикальной компоненты атмосферного электрического поля E в MSK. Анализировались данные за период 2016–2019 гг. (первое полугодие), полученные в дни, характеризующиеся условиями, близкими к так называемым «условиям хорошей погоды» (отсутствие осадков, тумана, плотной низкой облачности, сильного ветра, скорость которого превышает 6 м/с и т.д. [Клейменова и др., 2010; Dolezalek, 1960; Israelsson, 1978; Reiter, 1992]), а также отсутствием сильных локальных возмущений электрического поля, камуфлирующих эффект от магнитных бурь (грозовые ячейки, прохождение атмосферных фронтов, возмущения техногенной природы и т.д.). Результаты регистрации выложены на сайте ИДГ РАН в графическом и цифровом виде.

Измерение компонент индукции магнитного поля B_x , B_y и B_z выполнялось с помощью феррозондового цифрового магнетометра LEM1-018, обеспечивающего регистрацию в диапазоне ± 68000 нТл с разрешением 10 пТл (частота выборки — 1 с^{-1}).

Измерения напряженности электрического поля (вертикальная компонента E) и вертикального атмосферного тока осуществлялись соответственно с помощью электростатического флюксметра ИНЭП [Адушкин и др., 2018] в диапазоне частот 0–20 Гц и компенсационного регистратора тока [Барышев и др., 2009] с частотой выборки 1 с^{-1} . Привлекались данные, полученные в дни, характеризующиеся повышенной геомагнитной активностью. За период 2016–2019 гг. было рассмотрено 58 событий с K -индексом геомагнитной активности (по данным MNV) от 5 до 7 (Таблица). Для анализа использовались ряды цифровых записей, сформированные с дискретностью 5 с.

Таблица

Перечень магнитных бурь

№ п/п	Дата	Время суток, УТ	Макс-ое значение индекса, K	№ п/п	Дата	Время суток, УТ	Макс-ое значение индекса, K
1	21.01.2016	15–18	5	6	15.03.2016	18–21	5
2	24.01.2016	15–24	5	7	12.04.2016	09–12	6

¹ Координаты: x – север-юг, y – восток-запад, z – вертикально вниз

² Данные по I предоставлены В.А. Рыбаковым

№ п/п	Дата	Время суток, УТ	Макс-ое значение индекса, K	№ п/п	Дата	Время суток, УТ	Макс-ое значение индекса, K
3	06.03.2016	18–24	5	8	05.06.2016	12–15; 21–24	5
4	07.03.2016	18–24	5	9	29.09.2016	15–18	6
5	11.03.2016	12–15	5	10	30.09.2016	18–21	6
11	13.10.2016	15–21	6	35	03.06.2017	15–18	5
12	25.10.2016	12–18	7	36	09.07.2017	9–12	5
13	27.10.2016	15–18	5	37	16.07.2017	12–18	6
14	24.11.2016	12–15	5	38	17.07.2017	15–18	5
15	25.11.2016	15–18	5	39	31.08.2017	12–15	5
16	07.12.2016	18–21	5	40	08.09.2017	12–15; 18–21	7
17	08.12.2016	15–21	5	41	14.09.2017	15–18	5
18	09.12.2016	18–21	5	42	17.09.2017	12–15	5
19	22.12.2016	18–21	5	43	27.09.2017	18–24	6
20	07.01.2017	12–15	5	44	30.09.2017	12–15	5
21	26.01.2017	15–21	5	45	13.10.2017	12–15	5
22	31.01.2017	12–15	5	46	24.10.2017	12–18	6
23	01.02.2017	15–18	6	47	08.11.2017	12–15	5
24	02.02.2017	15–18	5	48	21.11.2017	15–18	5
25	17.02.2017	15–18	5	49	05.12.2017	12–18	5
26	01.03.2017	12–18	5	50	12.12.2017	18–21	5
27	02.03.2017	12–15; 18–21	5	51	22.02.2018	18–21	5
28	03.03.2017	15–18	5	52	27.02.2018	0–3	5
29	06.03.2017	12–15	5	53	18.03.2018	18–24	5
30	27.03.2017	21–24	6	54	20.04.2018	18–21	5
31	31.03.2017	15–18	5	55	01.10.2018	12–15	5
32	01.04.2017	15–18	5	56	07.10.2018	15–21	5
33	22.04.2017	15–18	6	57	28.02.2019	12–15; 18–21	5
34	23.04.2017	12–15	5	58	01.03.2019	15–18	5

Вариации электрического поля в периоды магнитных бурь

Анализ имеющихся данных свидетельствует о наличии хорошо выраженных вариаций электрического поля в периоды сильных и средних магнитных бурь [Апсен и др., 1988]. При этом отмечается, что вызванные вариации электрического поля проявляются чаще либо в виде резкого кратковременного, либо бухтообразного уменьшения E относительно суточного хода [Клейменова и др., 2008; 2010].

Вместе с тем в ряде случаев наблюдаются положительные отклонения в E (положительные возмущения), что характерно для утреннего сектора Земли [Клейменова и др., 2010]. И в том и другом случае наибольший эффект от магнитосферных возмущений в вариациях электрического поля наблюдается в главную фазу магнитных бурь [Клейменова и др., 2008].

Вызванные вариации электрического поля предпочтительно рассматривать относительно среднесуточного хода E [Клейменова и др., 2008]. Однако в настоящей работе вследствие высокой посуточной вариабильности E вариации напряженности электрического поля, сопровождающие магнитные бури, рассматривались в абсолютных величинах. Анализ данных настоящей работы показал, что наряду с отрицательными и положительными в периоды магнитных бурь наблюдаются также знакопеременные возмущения электрического поля. Ниже будут рассмотрены примеры вызванных вариаций E .

Магнитная буря 12.12.2017 г. зарегистрирована в период с 16:00 до 21:00 UT. При этом основная фаза события, в которой вариация горизонтальной компоненты магнитного поля B_H характеризовалась величиной ~ 76 нТл, а вертикальной компоненты B_z величиной ~ 27 нТл, пришлось на период $\sim 18:30$ – $20:20$ UT. Восстановительная фаза бури длилась до $\sim 22:00$ UT. Согласно данным MHV $K = 5$ для периода 18:00–21:00 UT.

На рис. 1 приведены вариации вертикальной компоненты напряженности электрического поля E для рассматриваемого события, полученные по результатам регистрации в MHV и MSK. Данные рис. 1 свидетельствуют о том, что основ-

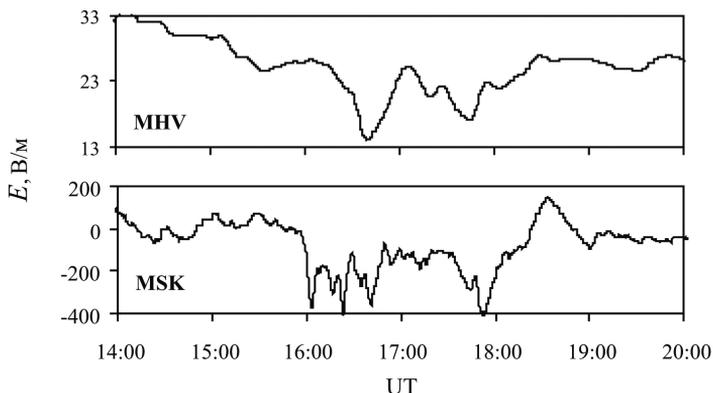


Рис. 1. Вариации вертикальной компоненты напряженности электрического поля E в приземной атмосфере в период магнитной бури 12.12.2017 г. по данным MHV и MSK

ные вариации электрического поля наблюдались на начальном периоде развития магнитной бури. В целом электрический эффект магнитной бури можно характеризовать как бухтообразное отрицательное возмущение.

При этом следует отметить, что существенно больший эффект наблюдался в условиях MSK, где амплитуда изменения вертикальной компоненты напряженности электрического поля составило ~ 400 В/м. Подобного рода эффект наблюдался в 19-ти из 58-ми случаев, приведенных в Таблице.

Магнитная буря 28.02.2019 г. зарегистрирована в период с 12:30 до 16:00 UT. Основная фаза события, в которой вариация горизонтальной компоненты

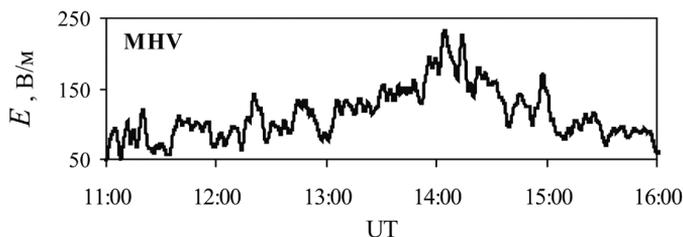


Рис. 2. Вариации вертикальной компоненты напряженности электрического поля E в приземной атмосфере в период магнитной бури 28.02.2019 г. по данным MHV

магнитного поля B_H характеризовалась величиной ~ 64 нТл, а вертикальной компоненты B_z величиной ~ 35 нТл, пришлось на период $\sim 14:00$ – $15:20$ UT. Согласно данным MHV $K = 5$ для периода $12:00$ – $15:00$ UT.

На рис. 2 приведены вариации вертикальной компоненты напряженности электрического поля E для рассматриваемого события, полученные по результатам регистрации в MHV. Видно, что в этом случае основные вариации электрического поля имеют вид положительных изменений E , которые наблюдаются в период $\sim 13:00$ – $15:00$ UT и начались примерно в середине начальной фазы развития магнитной бури и захватили начальный период ее основной фазы. Амплитуда изменения вертикальной компоненты напряженности электрического поля составила ~ 140 В/м. Аналогичный эффект наблюдался в 10-ти случаях из Таблицы.

Магнитная буря 07.03.2016 г. зарегистрирована в период с $20:00$ до $23:00$ UT. Основная фаза события, в которой вариация горизонтальной компоненты магнитного поля B_H характеризовалась величиной ~ 90 нТл, а вертикальной компоненты B_z величиной ~ 20 нТл, пришлось на период $\sim 21:30$ – $23:20$ UT. Согласно данным MHV $K = 5$ для периода $18:00$ – $24:00$ UT.

Результаты регистрации вертикальной компоненты напряженности электрического поля E для рассматриваемого события, полученные по данным MHV и MSK представлены на рис. 3. Данные рис. 3 демонстрируют хорошо выраженный знакопеременный характер вариаций напряженности электрического поля в период магнитной бури. Основные вариации электрического поля наблюдались с $\sim 19:00$ до

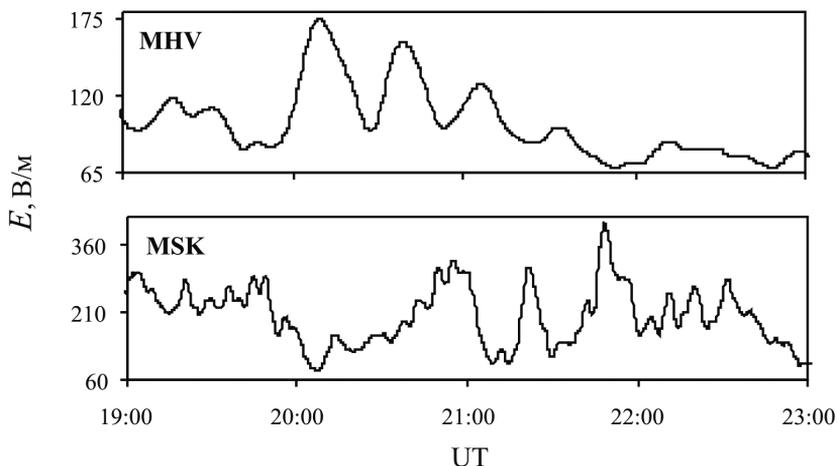


Рис. 3. Вариации вертикальной компоненты напряженности электрического поля E в приземной атмосфере в период магнитной бури 07.03.2016 г. по данным MHV и MSK

~ 22:40 UT, т.е. эффект длился практически в течение всей магнитной бури. Амплитуда изменения вертикальной компоненты напряженности электрического поля составила примерно 90 В/м для условий MHV и ~ 300 В/м – MSK.

Знакопеременные вариации электрического поля в периоды магнитных бурь наблюдались в 29-ти случаях из Таблицы.

Вариации вертикального атмосферного тока в периоды магнитных бурь

Наряду с возмущениями электрического поля магнитные бури вызывают вариации вертикального тока в приземном слое атмосферы [Belova et al., 2001; Kozyreva et al., 2007]. Результаты настоящей работы также свидетельствуют о том, что магнитные бури в большинстве своем сопровождаются изменениями атмосферного

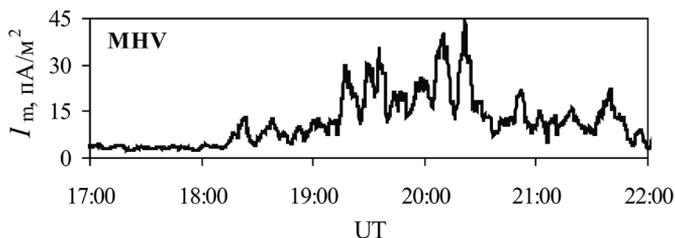


Рис. 4. Вызванные вариации вертикального атмосферного тока в период магнитной бури 07.12.2016 г.

тока. Ввиду того, что ряды наблюдений за током в атмосфере I , выполненные с дискретностью 1 с, отличаются сильной вариабильностью, для анализа использовались ряды, полученные усреднением исходных записей по интервалам от 10 до 100 с.

На рис. 4 в качестве примера приведено среднеквадратичное отклонение величины вертикального атмосферного тока I_m в период магнитной бури с 18:00 до 20:00 UT 07.12.2016 г. Основная фаза события, в которой вариация горизонтальной компоненты магнитного поля B_H характеризовалась величиной ~ 65 нТл, а вертикальной B_z величиной ~ 15 нТл, пришлась на период ~ 19:15–20:00 UT. Согласно данным MHV $K = 5$ для периода 18:00–21:00 UT. Из данных рис. 4 следует, что период с ~ 18:20 UT до 20:20 UT характеризуется сначала возникновением, а затем сильными периодическими вариациями I_m с периодом примерно 10 мин. В восстановительный период магнитной бури (20:20 UT–22:00 UT) наблюдаются вариации I_m с меньшей амплитудой и периодом ~ 25 мин. Максимальная амплитуда вариаций I_m , которая наблюдается в период основной фазы магнитной бури, составляет около 35 пА/м².

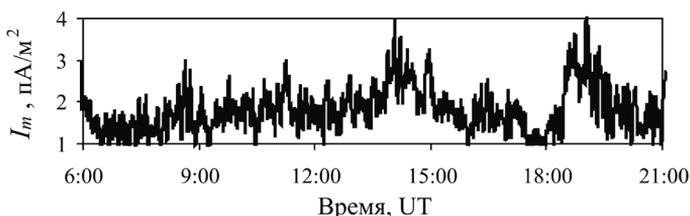


Рис. 5. Вызванные вариации вертикального атмосферного тока в период магнитной бури 28.02.2019 г.

K	1	3	5	4	5
-----	---	---	---	---	---

Представляет интерес рассмотрение другого примера, когда магнитная буря характеризуется двумя ярко выраженными периодами повышения геомагнитной активности. На рис. 5 приведены вариации I_m в период магнитной бури 28.02.2019 г. ($K = 5$). Для справки в нижней части рисунка приведены значения K -индекса магнитной активности по трехчасовым интервалам. Из данных рис. 5 хорошо видно, что интервалы повышенных значений I_m соответствуют периодам повышенных значений индекса K .

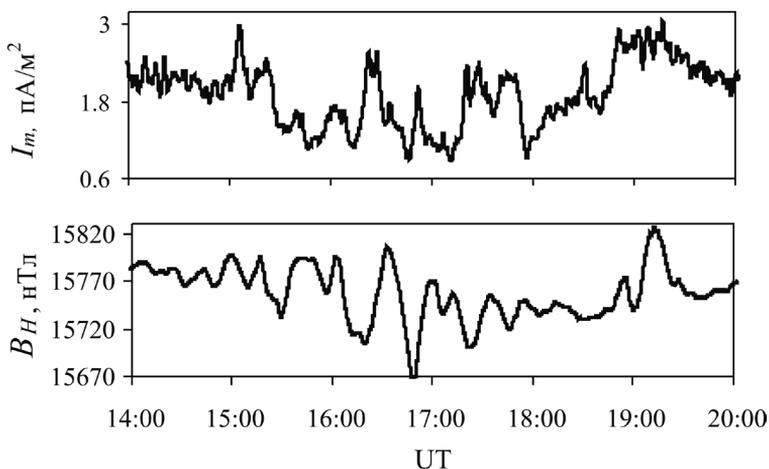


Рис. 6. Вызванные вариации вертикального атмосферного тока в период магнитной бури 13.10.2016 г. (для сравнения на нижней панели приведены вариации горизонтальной компоненты B_H)

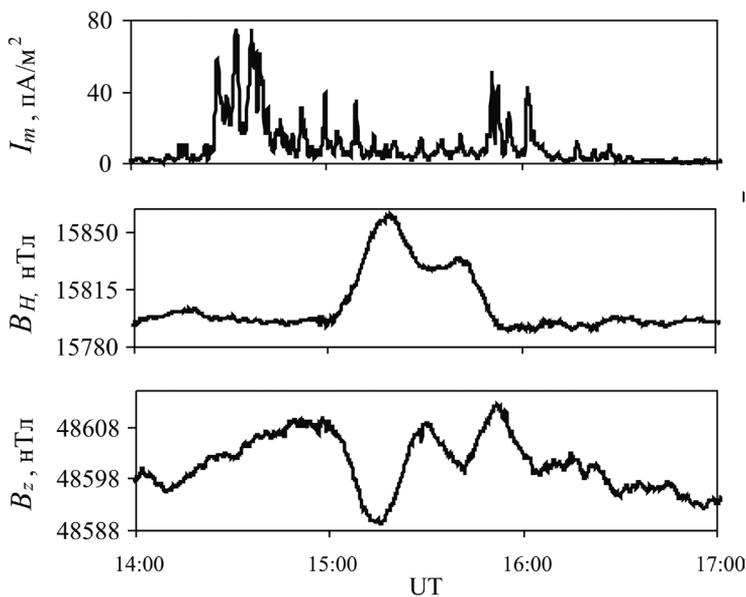


Рис. 7. Вызванные вариации вертикального атмосферного тока и вариации компонент магнитного поля в период магнитной бури 31.03.2017 г.

При сложном знакопеременном характере магнитных вариаций в период магнитной бури вариации тока могут отличаться наличием характерных пульсаций. В качестве примера на рис. 6 приведены совместно записи горизонтальной составляющей магнитного поля и I_m , полученные в МНУ в период магнитной бури 13.10.2016 г. ($K=6$). Магнитная буря зафиксирована в период примерно с 14:40 UT до 24:00 UT. Основная фаза бури, характеризующаяся амплитудой вариаций B_H равной ~ 150 нТл, наблюдается в период с 15:00 UT до 19:30 UT. Видно, что сопутствующие магнитной буре вариации атмосферного тока наблюдаются в течение всего периода геомагнитных возмущений и характеризуются пульсациями амплитуды на фоне общего понижения I_m .

Представляет особый интерес тот факт, что в ряде случаев наблюдаются вариации I_m в периоды, не совпадающие с основной фазой магнитной бури. Как пример на рис. 7 приведены результаты измерений магнитной индукции и величины I_m , полученные в период магнитной бури 31.03.2017 г., произошедшей в период с 14:10 UT до $\sim 16:00$ UT. Характерной особенностью вариаций атмосферного тока является то, что повышенные вариации I_m наблюдаются в период формирования бури и в начале ее восстановительной фазы. В период основной фазы магнитной бури существенного повышения вариаций I_m не фиксируется.

Заключение

В результаты выполненного анализа экспериментальных данных можно заключить, что сопутствующие магнитным бурям с $K \geq 5$ повышенные вариации электрического поля и вертикального атмосферного тока характеризуются разной морфологической структурой. В основном (в 50% рассмотренных случаев) в периоды сильных магнитных бурь наблюдаются знакопеременные вариации напряженности электрического поля. В $\sim 33\%$ случаев – бухтообразное отрицательное изменение E , и в $\sim 17\%$ – бухтообразное изменение E в сторону положительных значений. В настоящее время интерпретация полученных данных затруднена из-за отсутствия адекватных моделей, описывающих рассматриваемое явление с учетом разного рода факторов: времени события (дневной или ночной сектор), состояния атмосферы и ионосферы в этот период, а также особенностей локальных условий в месте регистрации геомагнитных вариаций и т.д. Установление природы и возможных механизмов возбуждения вариаций электрического поля в периоды магнитных бурь требует проведения дополнительных исследований. Тем не менее, авторы полагают, что полученные в настоящей работе данные могут дополнить имеющиеся представления о вариациях электрического поля, сопутствующих сильным магнитным бурям, и окажутся полезными при разработке и верификации теоретических и расчетных моделей магнитных бурь, а также сопровождающих их геофизических процессов.

Исследования выполнены по государственному заданию ИДГ РАН (тема АААА-А-19-119021890067-0).

Литература

Апсен А.Г., Канониди Х.Д., Чернышева С.П., Шефтель В.М. Магнитосферные эффекты в атмосферном электричестве. М.: Наука, 1988. – 150 с.

Адушкин В.В., Овчинников В.М., Санина И.А., Ризниченко О.Ю. «Михнево»: от сейсмостанции № 1 до современной геофизической обсерватории // *Физика Земли*. 2016. № 1. С. 108–120.

Адушкин В.В., Соловьев С.П., Сивак А.А. Электрические поля техногенных и природных процессов. М.: ГЕОС, 2018. – 464 с.

Бандилет О.И., Канониди Х.Д., Чернышева С.П., Шефтель В.М. Эффекты магнитосферных суббурь в атмосферном электрическом поле // *Геомагнетизм и аэрономия*. 1986. Т. 26. № 1. С. 159–160.

Клейменова Н.Г., Козырева О.В., Михновски С., Кубицки М. Эффект магнитных бурь в вариациях атмосферного электрического поля в средних широтах // *Геомагнетизм и аэрономия*. 2008. Т. 48. № 5. С. 650–659.

Клейменова Н.Г., Козырева О.В., Кубицки М., Михновски С. Утренние полярные суббури и вариации атмосферного электрического поля // *Геомагнетизм и аэрономия*. 2010. Т. 50. № 1. С. 51–60.

Клейменова Н.Г., Козырева О.В., Кубицки М., Оджимек А., Малышева Л.М. Влияние суббурь в ночном секторе Земли на вариации приземного атмосферного электрического поля в полярных и экваториальных широтах // *Геомагнетизм и аэрономия*. 2012. Т. 52. № 4. С. 494–500.

Никифорова Н.Н., Клейменова Н.Г., Козырева О.В., Кубицки М., Михновски С. Необычные вариации атмосферного электрического поля во время главной фазы сильной магнитной бури 30 октября 2003 года на польской среднеширотной обсерватории Свидер // *Геомагнетизм и аэрономия*. 2005. Т. 45. № 1. С. 148–152.

Смирнов С.Э. Реакция электрического состояния приземной атмосферы на геомагнитную бурю 5 апреля 2010 г. // *Доклады академии наук*. 2014. Т. 456. № 3. С. 342–346.

Смирнов С.Э., Михайлова Г.А., Капустина О.В. Вариации квазистатического электрического поля в приземной атмосфере на Камчатке во время геомагнитных бурь в ноябре 2004 г. // *Геомагнетизм и аэрономия*. 2013. Т. 53. 3 4. С. 532–545.

Сивак А.А., Локтев Д.Н., Рыбнов Ю.С. и др. Геофизические поля мегаполиса // *Геофизические процессы и биосфера*. 2016. Т. 15. 3 2. С. 39–54.

Belova E., Kirkwood S., Tammet H. The effect of magnetic substorms on near-ground atmosphere currents // *Ann. Geophys.* 2001. Vol. 18. P. 1623–1629.

Dolezalek H. Zur berechnung des luftelektrischen stromkreises III. Kontrolle des ohmschen gesetzes durch messung // *Geophys. Pur. Appl.*, 1960. Vol. 46. P. 125–144.

Israelsson S. On the conception – fair weather condition in atmospheric electricity // *Pure Appl. Geophys.* 1978. Vol. 116. P. 149–158.

Frank-Kamenetsky A.V., Trochichev O.A., Burns G.B., Papitashvili V.O. Variations of the atmospheric electric field in the near-pole region related to the interplanetary magnetic field // *J. Geophys. Res.* 2001. Vol. 106. P. 179–190.

Kozyreva O.V., Nikiforova N.N., Rleimenova N.G., Michnowski S., Kubicku M. Electric air-earth vertical current pulsations at Hornsund during polar substorms: Case study // *Proc. 13-th Intern. Conf. Atmosph. Electricity (ICAE)*. 2007. Beijing. P. 289–33. 2007.

Olson D.E. The evidence for auroral effects on atmospheric electricity // *Pure Appl. Geophys.* 1971. Vol. 84. P. 118–138.

Reiter R. Phenomena in atmospheric and environmental electricity. Amsterdam-London-New York-Tokyo: Elsevier, 1992. – 541 p.

Sao K. Correlation between solar activity and the atmospheric potential gradient at the Earth's surface in the polar regions // *J. Atmos. Terr. Phys.* 1967. Vol. 29. P. 213–215.

Научное издание

ДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ГЕОСФЕРАХ

Сборник научных трудов ИДГ РАН

ВЫПУСК 11

Компьютерная верстка: *В.В. Ежакова*

Дизайн обложки: к.ф.-м.н. *И.А. Ряховский*

Подписано к печати 20.12.2019

Формат 70×100¹/₁₆. Бумага офсетная

Гарнитура Times New Roman. Печать офсетная. Уч.-изд. л. 12,3

Тираж 300 экз.

Отпечатано в полном соответствии с представленным электронным оригинал-макетом
в ООО «Графитекс»
127018, Москва, Складочная, б, стр. 4